

Physikalische Berichte

Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Naturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

Band

1. November 1923

Nr. 21

1. Allgemeines.

Relius. J. R. Rydberg. Nagra minnesord med anledning av utgivandet av hans arbete över elementers emissionsspektra på Ostwalds Klassikerbibliotek. Fysisk Tidskrift **21**, 65—70, 1923, Nr. 3.

Persico e Blanca di Renzo. L'integrazione dell'equazione di Laplace per un cerchio, essendo data al contorno una relazione lineare tra la funzione e la sua derivata obliqua. Lincei Rend. **32** [1], 268—272, 1923, Nr. 1. SCHEEL.

Levant. Abaques simplifiés pour le système de tarification „Binôme“. Revue générale de l'Électricité **14**, 129—131, 1923, Nr. 4. Zwei Fluchtlinientafeln und Berechnung für gegebene Verhältnisse der Stromverrechnung werden angegeben. PERCY.

M. Jackson. A direct reading burette. Journ. Opt. Soc. Amer. **7**, 194, 1923, Nr. 6. Die Bürette wird zunächst empirisch geeicht, etwa in Abhängigkeit von 10 cm³; die diesen entsprechende größte und kleinste Länge werden dann in 1/2" Abstand auf einem Glasschieber aufgetragen und ihre einander berührenden Unterteile durch schräge Linien verbunden. Wiederum durch empirische Eichung wird auf der Bürette eine Korrektionslinie erhalten, auf welche die Nutzhöhe des Schiebers vor jeder Ablesung an den einzelnen Stellen der Bürette eingestellt werden muß, damit die Beobachtung an der Ablesungslinie (trotz des ungleichmäßigen Querschnitts) den richtigen Wert ergibt. BERNDT.

Wagen. Die Fallmaschine als Beweismittel für die Erdumdrehung. ZS. f. Physik. **43**, 169—175, 1923, Nr. 5. Es wird über Versuche berichtet, welche auf der physikalischen Sternwarte ausgeführt wurden. In einer kurzen theoretischen Einleitung kommt der Verf. zu dem Ergebnis: „Soll der quantitative Beweis der Erddrehung vollständig befriedigend ausfallen, so muß die Beschleunigung auf der Fallmaschine konstant gemacht werden.“ — Bei den Versuchen betrug die Fallhöhe 1 m. In der Tür des Beobachtungsschachtes war eine kleine runde Öffnung, durch welche mittels Theodolits der absteigende Faden scharf beobachtet wurde. Das Beobachtungsinstrument war besonders fest aufgestellt und nach Süden gerichtet, im Hintergrund war eine Glasteilung in der Vertikalebene Ost-West angebracht. Um die Beschleunigung der Fallmaschine zu vermeiden, war das Steigergewicht

mit einem Hilfsfaden ausgerüstet, welcher von einem Kegel abließ. Versuche mit verschiedenen Hilfsfäden führten zu dem Ergebnis, „daß die östliche Abweichung fallenden Gewichts mit den Hilfsfäden immer zu klein beobachtet wurde“. Dies entsprechen die früher veröffentlichten Messungen (Veröff. d. Vatik. Sternwarte, Appendix II, 1912, S. 29—47) ohne Hilfsfaden am besten der Theorie. — qualitative Vorlesungsversuche wird jedoch der Hilfsfaden empfohlen. Bei diesen dann besser der Theodolit durch Fixieren des Aufstoßpunktes des Gewichts auf Unterlage ersetzt.

Herberts Härte-Prüfhebel. Werkzeugmasch. 27, 299—304, 1923, Nr. 15. Berichtet nach den Veröffentlichungen in Amer. Mach. (Vgl. diese Ber. S. 1265).

Herbert Pendulum Hardness Tester. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 1923, Nr. 22. Bereits berichtet nach Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 48 E—1923.

H. Shaw and E. Lancaster Jones. The Eötvös Torsion Balance and its use in the Field. Nature 111, 849—851, 1923, Nr. 2799. [S. 1273.]

Karl Lüdemann. Die Genauigkeit der Herstellung von Achszapfen horizontalen Fernrohrachsen von 12 cm-Theodoliten. ZS. f. Instrkd. 185—186, 1923, Nr. 6. Gewöhnlich bilden die beiden Achszapfen nicht einen Zylinder, sondern einen Kegelstumpf. Der Winkel, welchen seine Erzeugende mit der Zylinderachse bildet, wurde nach dem von Vogler (Geodät. Übungen, 3. Aufl., S. 71—72) angegebenen Verfahren bei 13 Hildebrand-Einheitstheodoliten zu 0,09 bis 1,00" bestimmt. Der Unterschied der Halbmesser der beiden Achszapfen ergab sich zu 0,04 bis 0,08 mm. Aus den Beobachtungen wurde noch der mittlere Fehler der Ablesung eines Mikrometers und einer Blasenstellung der Libelle (von der Empfindlichkeit 9,5" auf 1 mm Pariser Linie p) zu $\pm 0,030$ bzw. $\pm 0,042 p$ bestimmt.

Sachsenberg. Zahnräderprüfung. Maschinenbau 2, 857, 1923, Nr. 21 (Gestalt S. 251). Das Gerät besteht aus einem Schlitten mit zwei voneinander isolierten durch Spindel gegeneinander einstellbaren Achsen, auf welche die zu prüfenden Zahnräder aufgesteckt werden. Die eine Achse wird mittels Riemen angetrieben und treibt dadurch das leerlaufende oder entsprechend belastete Zahnrad. Beide Achsen tragen Quecksilbernäpfchen, zwischen die ein Element und ein Telefon geschaltet wird, in dem man die Unterschiede in der Berührung der Zahnflanken hört. Man kann damit deutlich die verschiedenen Güte der Zahnräder erkennen, ohne daß sonstige Geräusche gestört zu werden. Parallelversuche mit dem Stethoskop ergaben weniger deutliche Resultate.

Peter Davey. Studying Mechanismus in Motion. Machinery (New York) 927—932, 1923, Nr. 12. Beschreibung der Verwendung des „Oszilloskops“ zur Untersuchung der Bewegung schnell laufender Maschinenteile. Es besteht aus einer Speziallampe, deren Stromkreis synchron mit einer Welle der zu prüfenden Maschine unterbrochen wird. Der Unterbrecher sitzt auf der betreffenden Welle und kann langsam gegen diese verdreht werden, um neben scheinbar still stehenden auch sehr langsam rotierende Teile zu beobachten.

Paul M. Mueller. Tachometer for indicating high speeds. Machinery (New York) 29, 893—894, 1923, Nr. 11. Ausführliche Beschreibung der stroboskopischen Methode zur Bestimmung der Umdrehungszahl schnell laufender Wellen.

E. Hodges. Square-Note limit gage. Machinery (New York) 29, 897, Nr. 11. Bei dem Kaliberdorn zum Prüfen quadratischer Löcher ist der Querschnitt der Gutseite ein Quadrat, der der Ausschußseite ein Rechteck, dessen kleinere Seite gleich der der Gutseite ist. Die Ausschußseite wird in zwei um 90° versetzten Hälften benutzt. BERNDT.

Richard Kessler. Messung der Urmaße für die Austauschfabrikation. Zeitschrift für Werkzeugmaschinenbau 2, 178—182, 188—195, 1923, Nr. 15 und 16. Nach einer Besprechung der Genauigkeit, wobei zwischen Meß-, Ablese- und Vergleichs- oder Einstellgenauigkeit unterschieden wird, werden die verschiedenen Meßgeräte für Parallelend- und Strichmaß-, Passungs- und Gewindelehren besprochen, nämlich die Interferenzkomparatoren von Kösters und Göpel, der Abbesche Dickenmesser, Minimeter, Optimeter, die Verbindung von Optimeter und Maßstabkomparator darstellende Meßmaschine von Zeiss, Innenmeßmaschine derselben Firma, Gewindemeßmikroskop und -komparator, Werkstattmeßmikroskop, Profilbildlupe, kleiner Komparator zur Prüfung von Maßstäben, Plan- und Planparallelglasplatten. Die meisten dieser Geräte sind in früheren Veröffentlichungen bekannt. Die Innenmeßmaschine ist nach demselben Prinzip gebaut, wie die erwähnte Zeiss'sche Meßmaschine. Es wird zunächst ein Maßstab so auf dem drehbaren Tisch justiert, daß sich ein Kontaktstift nach je einer Vierteldrehung automatisch dagegen legt und der Optimeterstrich jedesmal auf Null steht. Dann wird der zu messende Ring so justiert, daß bei seiner Drehung das Mikrometer einen konstanten Ausschlag zeigt, der die Abweichung vom Sollwert anzeigt. Die Profilbildlupe ist zur Verwendung an der Drehbank bestimmt. Auf ihrer Objektive trägt sie die hauptsächlich vorkommenden Flankenwinkel von $53^\circ 8'$, $55^\circ 0'$ und $57^\circ 0'$; durch ihre Montierung ist erreicht, daß die Winkelhalbierende senkrecht zur Achse steht; hiernach wird dann der Drehstuhl ausgerichtet. Strichmaßstäbe werden aus einem Glase mit dem Ausdehnungskoeffizienten 0,000012 hergestellt. Bei den Interferenzmethoden wird sich voraussichtlich eine sehr große Teilgenauigkeit erzielen lassen. Zum Schluß wird noch kurz auf die Einrichtung eines Fabrikatoriums eingegangen, wofür genügende Größe, Lage nach Norden und Ausschluß des Lichtes gefordert werden, um gute Temperaturkonstanz zu erreichen. BERNDT.

Hanson. Thread measuring devices. Machinery (New York) 29, 946, 1923, Nr. 12. Für die Kontrolle von Flankendurchmesser und Steigung wird eine neue Grenztrichterlehre mit gezähnten Backen benutzt. Dabei steht eine (auf beiden Seiten gezähnte) Backe in der Mitte, die beiden anderen an den beiden Enden; die Abstände von der mittleren, die senkrecht zur Achse „schwimmt“, werden mit Hilfe von Lehrdornen eingestellt. Bei einer anderen Meßvorrichtung ist eine „schwimmende“ Backe durch Mikrometerschraube zu betätigende gezähnte Backe vorgesehen. Auch folgt die Eichung mittels Gewindelehrdorns, und zwar derart, daß man am Mikrometer unmittelbar den Flankendurchmesser abliest. Gewindebohrer mit drei Nuten werden in eine 60° -Nut, die gleichfalls mit Gewinderippen versehen ist; von oben in das Schraubenmikrometer herangebracht. Schließlich wird noch eine Steigungsmessmaschine der üblichen Bauart beschrieben (Gewinde zwischen Spitzen aufnehmen; Fühlhebel von 150facher Übersetzung unter Zwischenlegen von Endstopfen verschoben). (Anm. d. Ref. Bei den erstgenannten Geräten ist nicht zu beachten, daß das Meßergebnis vom Flankenwinkel abhängt.) BERNDT.

E. Flanders. The New Screw-Thread Standards. I. Amer. Mach. (neue Ausgabe) 59, 167—169, 1923, Nr. 5. Ein mit Erläuterungen versehener Bericht über die soeben erschienenen amerikanischen Gewindenormen, dem eine kurze ge-

schichtliche Einleitung vorangeht. Die National Screw-Thread Commission wurde ins Leben gerufen; ihre Vorschläge wurden von einem besonderen Komitee, und vom Standpunkt der amerikanischen Industrie aus, geprüft und sind jetzt von dem mit geringen Änderungen veröffentlicht. Sie beziehen sich nur auf Befestigungsgewinde unter Fortlassung der Schlauchverschraubungen und der bereits genutzten Rohrgewinde. Zu der Definition der benutzten Ausdrücke ist besonders zu bemerken, daß jetzt Außen- und Kerndurchmesser als major- und minor-diameter bezeichnet werden; was sowohl für den Bolzen wie für die Mutter sinnfällig ist. Ferner ist scharf zwischen pitch und lead (Teilung und Steigung) unterschieden. Bei

Charles L. Burns. Modern Methods of Thread Measurement. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 217—219, 1923, Nr. 6. Das Gefühl sagt gar nichts, da Steigung und Flankenwinkelfehler einen guten Sitz vortäuschen können. Deshalb sind Gewindelehrringe mit Gut- und Ausschußseite ungeeignet. Die übrigen Meßmittel wie die Dreidrahtmethode, geben nur den Flankendurchmesser und sind außerdem mit Fehlern behaftet. Von einer idealen Methode muß man verlangen, daß sie alle Gewindeelemente auf einmal prüft; diese Forderung wird von den Projektionsverfahren erfüllt. Bei Innengewinden werden Schwefelabgüsse geprüft. Bei

N. Pfeiderer. Die mechanische Prüfung des Gewindeflankendurchmessers. Werkstattstechnik 17, 491—492, 1923, Nr. 16. Nach der Besprechung einiger Meßstücke zur Bestimmung des Flankendurchmessers werden dafür eine Nut- und eine geschrägte Kanten und ein sich diesen anschmiegender Kegelstumpf empfohlen (Anm. d. Ref.: diese entsprechen vollständig dem schon vor zwei Jahren angegebenen Kegel und Kimme mit verkürzten Meßflächen). Es wird dann ein damit ausgerüstetes Minimometer beschrieben sowie ein Gerät mit zwei Minimometern, von denen das eine die Anzeige des Meßdrucks dient; beide sind schon aus früheren Veröffentlichungen bekannt. Bei

F. J. Schlink. A New Tool for Standardizers. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 45—49, 1923, Nr. 2. Es wird der Nutzen von Normalzahlenreihen an einer Reihe aus der Technik entnommenen Beispielen erläutert. Sachgemäß können sie nur auf einer geometrischen Reihe aufgebaut werden. Bei

Albert A. Dowd and Frank W. Curtis. Tool Engineering. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 135—137, 179—181, 1923, Nr. 4 und 5. Es werden verschiedene Meßrichtungen zur Kontrolle fertiger komplizierter Teile, wie Kurbelwellen usw., beschrieben. Für die Messung des Abstandes bearbeiteter Flächen dienen Vorrichtungen, deren Meßflächen einen etwas größeren Abstand haben, so daß nur die eine Meßfläche auf dem zu prüfenden Werkstück aufliegen kann. Der Abstand der beiden anderen Flächen von Werkstück und Lehre wird durch zwischengeschobene Meßplättchen ermittelt; zum Teil lassen sich auch Lehren mit Gut- und Ausschußseite verwenden. Für die Prüfung der Parallelität der Achsen von Bohrungen werden lange Dorne benutzt; mit dem einen wird das Werkstück in einer V-Nut aufgestellt und dann mittels Fühlhebel festgestellt, um wieviel der andere Dorn von der Achse abweicht, die an dem Gestell parallel zur V-Nut ausgerichtet sind. Bei

Albert A. Dowd and Frank W. Curtis. Tool Engineering. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 58, 801—804, 1923, Nr. 22. Bei Zahnrädern sind zu prüfen der Durchmesser der ungezahnnten Scheibe, Zahnform, -tiefe, -dicke am Teilkreisdurchmesser, der selbst und seine etwaige Exzentrizität; bei zwei Rädern die Abstände und gegenseitige

ihrer Achsen. Es werden einige (bekannte) Lehren für die Kontrolle der Zahn- und -dicke beschrieben; ferner feste Lehren und Lehren mit verschiebbarem der einen der Toleranz entsprechenden Anschliff hat, zur Prüfung der Abstände stufenwellen. Die letztere Lehrenform kann auch für manche andere Zwecke benutzt werden.

BERNDT.

A. Dowd and Frank W. Curtis. Tool Engineering. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 49—51, 1923, Nr. 2. Als Revisionslehren sind außer festen Lehren auch Meßgeräte und das Projektionsverfahren geeignet. Zur Prüfung von Formen in Schablonen und auch Fühlhebel verwendet werden. Den Abstand der Rungen von einer Ebene prüft man durch einen hineingesteckten Dorn und Messung Abstandes von der Ebene durch eine feste Lehre oder Parallelendmaße. BERNDT.

Herrmann. Tooth-Forms of Green, Burnishead, Hardened and Ground s. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 933—936; 59, 5—9, 1923, Nr. 26 und 1. Vorrichtung zur Bestimmung der Zahnform besteht aus einer Platte, auf welcher eine weite Platte mittels Mikrometerschraube in radialer Richtung verschiebbar ist. Die Platte trägt einen Winkelhebel, dessen eines Ende sich mit einer Spitze gegen die Zahnflanke legt, während das andere auf eine Meßuhr einwirkt. Zur Bestimmung der Teilung wird dieselbe Anordnung von Winkelhebel und Meßuhr benutzt, wobei die Zahnflanken gegen einen festen Anschlag gelegt werden. Mit diesen Vorrichtungen werden die auf verschiedenen Maschinen hergestellten Zahnräder verglichen und die Folgerung gezogen, daß die Zahl der Wechselräder möglichst zu be-
stimmen ist. In einer großen Reihe von Kurven werden die Änderungen gezeigt, die die Zahnform und die Teilung durch Einsetzen und wiederholtes Härten er-
BRNDT.

Thiermer. Die Genauigkeit normaler Evolventen-Stirnradverzahnungen Theorie und Praxis. Maschinenbau 2, 846—849, 1923, Nr. 21 (Gestaltung 243—248). Nach einer Aufzählung der verschiedenen Herstellungsverfahren von Zahnrädern wird ein Gerät zur Aufzeichnung der Zahnform beschrieben. Es beruht auf der Definition der Evolvente, wonach ein beliebiger Punkt O einer festliegenden Bahn, auf der ein Kreis ohne Gleitung rollt, relativ dazu eine Evolvente beschreibt. Man nimmt den Punkt O als Spitze eines Fühlhebels an, so zeigt dieser keinen Ausschlag, falls mit dem abwälzenden Kreise eine genaue Evolvente verbunden ist, und sich jede Abweichung davon durch einen Ausschlag a bemerkbar macht. Die Abweichung wird durch Funken auf einem Papierstreifen aufgezeichnet, der mit einer der Zahnflankengeschwindigkeit entsprechenden Geschwindigkeit abrollt. Das so erhaltene Bild der Zahnflanken wird in ein Flankendiagramm umgezeichnet, indem die Zahnflanken als geradlinige Ordinaten über der mathematischen Evolvente als Grundlinie aufgetragen werden. Der Apparat ist so ausgeführt, daß man Zahnräder von 80 bis 400 mm Nennkreisdurchmesser prüfen kann. Der Fühlhebel besteht aus einem Winkelhebel, dessen kurzer Schenkel zwei Schneiden trägt, die in der Nullstellung genau senkrecht zur Linealkante liegen; der lange Schenkel wirkt auf eine genaue Meßuhr ein. Die ganze Vorrichtung wird durch eine Mikrometerschraube. Die Meßuhr kann verschoben, so daß man Übersetzungen von 150 bis 750 einstellen kann. Die Meßgenauigkeit wird zu $\pm 5 \mu$ angegeben. Die Versuche ergaben, daß die Zahnform mit Abwälzfräsern so genau ausfällt, daß man die Abweichungen den sonstigen Fertigungsgegenüber vernachlässigen kann; so sind die Härteverziehungen der Fräser von größerem Einfluß. — Der Teilungsprüfer besteht aus einer Aluminiumplatte mit zwei T-Nuten. Verschiebbar darauf ist ein Anschlagstück mit Feineinstellung

befestigt. Das andere Anschlagstück sitzt an einem Winkelhebel, dessen langes Arm wieder auf eine Meßuhr einwirkt, die auch verschiebbar ist, wobei sich Einstellungen von 1:1 bis 3:1 ergeben. In den T-Nuten werden ferner zwei Anschlagstifte eingestellt, die so auf dem Zahngrunde aufliegen, daß die Messungen möglichst nahe dem Teilkreise erfolgen. Auf diese Weise prüft man die Teilungsverzahnung, aber nicht die des Zahnrades, die noch durch die Exzentrizität beeinflußt wird. Zu ihrer Kontrolle nimmt man die Anschlagstifte ab und befestigt den ganzen Apparat auf einem genau radial nach dem Radmittelpunkt hin gerichteten Schieber. Bei schon gebrauchten erstklassigen Maschinen ergaben sich bei Messungen von Modul 2 bis 8 Teilungsfehler von 0,03 bis 0,04 mm, bei neuen solchen von 0,02 bis 0,01 mm.

J. B. Johnson and H. W. Weinhart. Apparatus for admitting gas into a vacuum. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 175—177, 1923, Nr. 2. Zum Einlassen von Gasen in eine evakuierte Apparatur haben die Verf. eine im Prinzip umgekehrte arbeitende Töplersche Pumpe angewandt. Durch Heben eines Hg-Reservoirs in einer Kapillare eine beliebige Menge des einzuführenden Gases eingeschoben werden, um dann durch Senken eines zweiten Hg-Reservoirs freien Übertritt in die evakuierte Apparatur zu erhalten. Es ist aus Gründen der Betriebssicherheit zweckmäßig, dem Apparat etwa die doppelte Höhe des Barometerstandes zu geben. H. J.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Roy J. Kennedy. Another ether-drift experiment. Phys. Rev. (2) 20, 2, 1922, Nr. 1. [S. 1312.]

Karl F. Herzfeld. Bericht über die Größe der Moleküle, Atome und Ionen und die Methoden zu ihrer Bestimmung. Jahrb. d. Radioakt. 19, 259, 1923, Nr. 4. [S. 1285.]

A. Einstein. Vier Vorlesungen über Relativitätstheorie, gehalten im Winter 1921 an der Universität Princeton. 2. Aufl. III u. 70 S. Braunschweig, Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. Im wesentlichen unveränderter Abdruck der ersten Auflage; vgl. diese Ber. 3, 963, 1922.

Seb. Timpanaro. La seconda forma della teoria di Einstein. L'Arch. Sci. 2, 313—320, 1922, Nr. 5/6.

A. Kopff. I fondamenti della relatività einsteiniana. Italienische Übersetzung von R. Contu und T. Bembo. 5 Textfiguren. XXX u. 475 S. 17 Tafeln als Anhang. Mailand, Verlag von Ulrico Hoepli, 1923.

H. Geppert. Ist die Welt absolut oder relativ? Vollständige Widerlegung der Relativitätstheorie. Eine Grundlage für die Weltanschauung. Leicht verständlich. 78 S. Karlsruhe, Druck und Kommissions-Verlag von J. J. Reiff, 1923. Der Inhalt dieser Schrift besteht aus allgemeinen erkenntnistheoretischen Erörterungen der Begriffe absoluter und relativer Bewegung, aus physikalischen Erörterungen, die der Widerlegung der Relativitätstheorie dienen, teils Anhaltspunkte zum Nachdenken über absolute Bewegung bieten sollen. — Der Kern der Arbeit ist der Widerlegung

Äquivalenzprinzips gewidmet, indem der Versuch gemacht wird, einen durch die Beobachtung nachweisbaren Unterschied zwischen Systemen festzustellen, die in einem rotationsfreien Raum beschleunigt sind, und anderen, die sich in einem Schwerfeld befinden. Er bedient sich des mathematischen Pendels und berechnet einen Unterschied der Schwingungsdauer eines solchen Pendels in den erwähnten Systemen. Man bedenkt, daß das Äquivalenzprinzip nichts ist als eine von Einstein gewonnene Form, die längst bekannte und wohlbegründete Identität von schwerer und elektrischer Masse auszudrücken, so wird man nicht ohne Bedenken an die Prüfung der Geppertschen Berechnungen herantreten. Zunächst entsprechen die Voraussetzungen dieser Berechnung nicht den von Einstein hervorgehobenen Umständen. Geppert betrachtet ein beschleunigtes System und bemerkt, daß die Kraftwirkung durch den Ausschlag des Pendels auf die schwingende Kugel übertragen wird. Die Fadenspannung zerlegt er in eine vertikale und eine horizontale Komponente. Da aber die beschleunigende Kraft vertikale Richtung hat, so kann es keine horizontale Komponente geben. Verf. zerlegt auch die Energie in Komponenten nach den beiden Richtungen. In der beiden kinetischen Energien setzt er dann die entsprechende Arbeit der beschleunigenden Kraft gleich. Die so erhaltenen Gleichungen sind aber aus folgenden Gründen nicht richtig, abgesehen von der erwähnten Unzulässigkeit der Ansetzung einer horizontalen Komponente. Anstatt nämlich die wirkliche Kraft in ihrer Abhängigkeit vom Ausschlagwinkel des Pendels zu verwenden, setzt er eine konstante Durchtriebskraft an. Die Folge davon ist, daß die der Arbeit dieser Kraft gleichgesetzte kinetische Energie in eine falsche Abhängigkeit von der wirklichen Kraft gebracht wird. Mit anderen Worten: Bezeichnet man den Winkel, den das Pendel mit seiner Ruhelage bildet, mit α , so wird die Geschwindigkeit eine falsche Funktion von α . Das Resultat der Rechnung ist unzutreffend, und das Äquivalenzprinzip wird nicht bestätigt. Referent kann sich mit manchen anderen Behauptungen des Verf. nicht einverstanden erklären, z. B. meint Geppert, man könne in gleichförmig beschleunigten Systemen die Beschleunigung leicht nachweisen. Offenbar kann man in einem frei beweglichen, der Schwerkraft unterworfenen System die Beschleunigung nicht feststellen. Daß wir in einem gleichförmig beschleunigten Zuge die Beschleunigung nachweisen können, ist ein Fall für sich, da hier die Kraft nur an bestimmten Punkten bzw. Flächen angreift. Die Schwierigkeiten, die Geppert bei Untersuchung von Rotationen findet, werden von Einstein hinreichend erklärt. Verf. widmet dem Michelsonschen Versuch eine eingehendere Erörterung. Er geht zur Erklärung des negativen Erfolges Ätherströmungen heran, ohne aber, was doch gerade wesentlich wäre, zu zahlenmäßigen Beziehungen zu gelangen. Was die spezielle Relativitätstheorie sagt, ist wohl auf eine falsche Deutung der Aussagen Einsteins zurückzuführen. Die infolge der Relativbewegung entstehende Zeitdilatation ist eben eine relative, und nicht, wie Verf. die Aussage Einsteins falsch versteht, eine absolute. Referent kann sich leider mit der ganzen Kritik der Relativitätstheorie des Verf. auch sonst nicht einverstanden erklären. Wenn er z. B. S. 57 meint, die Ablenkung des Lichtstrahls durch die Sonne deshalb nicht meßbar sei, weil die Masse des Lichts so sehr klein sei, so widerspricht diese Auffassung doch direkt der Tatsache, daß die Größe der Masse mit der Ablenkung nichts zu tun hat. In der hergeleiteten Gleichung hebt sich nämlich die betreffende Masse weg wie auch bei der Planetenbewegung, wo wir uns den Zentralkörper von sehr großer Masse gegenüber einem beweglichen Körper vorstellen. Bei der Besprechung der Perihelbewegung des Merkurs bemerkt Verf. folgendes: „Bei einer Veränderung der Masse eines Körpers ändert sich sein Schwerfeld. Damit seines Schwerfeldes tritt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitationskraft in Erscheinung.“ Diese Auffassung ist aber gar nicht aufrecht zu erhalten. —

Zum Schluß bespricht Verf. kosmische Probleme. Die Gedankengänge sind hier kompliziert. Der Raum gestattet leider nicht, darauf einzugehen. Wir begnügen das Endresultat dieser Überlegungen anzuführen, im Weltall sei alles, vom Größten bis zum Kleinsten, absolut und eindeutig.

A. H. BUCHER

Emil Borel. Probabilité. Erreur. Mit 10 Textfiguren. 198 S. Paris, Vrin, von Armand Colin, 1923.

Alfred Basch. Über Ausgleichsgerade und ihre Genauigkeitskennzeichen. S.-A. Wien. Berichte 132 [2a], 17—44, 1923, Heft 1/2. Wenn von einer Geraden z. B. den linearen Zusammenhang zweier veränderlicher Größen darstellt, die von mehr als zwei Punkten bestimmt ist und die Unsicherheiten (daher auch mittleren Fehler) der beiden voneinander unabhängig bestimmten Koordinaten an allen Punkten im gleichen Verhältnis stehen, so daß die Fehlerellipsen der einzelnen Punkte untereinander ähnlich und ähnlich liegend sind, so ist die Gerade, die das wahrscheinlichste Gesetz des Zusammenhanges darstellt (Ausgleichsgerade), der Durchmesser der Zentralellipse des Beobachtungsbildes (Standardellipse), der gemessen im parallelen Durchmesser der Fehlerellipse eines Punktes am größten scheint. Diese Ausgleichsgerade wird von einem System von Mittelpunktskurven zweiter Ordnung, den Fehlerkurven der Ausgleichsgeraden, umgeben, die durch geeigneten affinen Transformationen, die die Fehlerellipsen der einzelnen Punkte ineinander umwandeln, in das Konfokalsystem übergeführt werden, dessen Brennpunkte die Brennpunkte der transformierten Standardellipse sind. Für jede einzelne dieser Kurven läßt sich die Wahrscheinlichkeit reeller bzw. imaginärer Schnitte mit der gegebenen unbestimmten und unbestimmt bleibenden Geraden angeben. Für die praktisch wichtigeren Fehlerkurven, die Fehlerhyperbeln, enthält der betreffende Wahrscheinlichkeitsausdruck eine Fouriersche Reihe, deren Koeffizienten durch Besselsche Funktionen erster Art gegeben sind.

E. J. Gumbel. Zur analytischen Darstellung zweigipfliger Verteilungskurven. ZS. f. Phys. 16, 332—335, 1923, Nr. 5/6. Nach der bisherigen Auffassung beruht eine wesentlich zweigipflige Verteilungskurve auf Inhomogenität des Materials.

Es wird jedoch gezeigt, daß die Transformation $x = tg \frac{\omega \pi}{2a}$ für die unabhängige Variable des Gaußschen Fehlergesetzes dieses in eine zweigipflige Verteilungskurve

$$\psi(\omega) = \frac{\psi_0 e^{-h^2 tg^2 \frac{\omega \pi}{2a}}}{\cos^2 \frac{\omega \pi}{2a}}$$
 verwandelt, welche auf das Intervall $-a$ bis $+a$ beschränkt

ist. Für $a \psi_0 \geq \sqrt{\pi/2}$ besitzt auch diese Kurve nur ein Maximum.

Alf. Guldberg. Sur le problème du schéma des urnes. C. R. 176, 1124—1125, 1923, Nr. 17. Gibt eine kurze Darstellung der statistischen Dispersionstheorie. Berechnet das Präzisionsmaß einerseits nach dem Bernoullischen Theorem, andererseits direkt aus dem mittleren Fehler. Falls der Quotient beider gleich 1 ist, ist die Verteilung normal.

GU

3. Mechanik.

co Fermi. Beweis, daß ein mechanisches Normalsystem im allgemeinen quasi-ergodisch ist. Phys. ZS. **24**, 261—265, 1923, Nr. 12. In den Phasenraum eines mechanischen Systems sind die Koordinaten q_1, q_2, \dots, q_n und die zugehörigen Momente p_1, p_2, \dots, p_n durch einen Punkt dargestellt. Die von einem Punkt P des Phasenraumes ausgehende Bahn des darstellenden Punktes liegt völlig auf der durch P gehenden Energiefläche. Ginge die Bahn durch alle Punkte der Energiefläche, so würde das System ergodisch heißen. Daß es keine ergodischen Systeme geben kann, haben Rosenthal und Plancherel (Ann. d. Phys. **42**, 1913) bewiesen. Der Verf. verallgemeinert einen von Poincaré gegebenen Satz und betont hierdurch, daß im allgemeinen die Bahnkurve unendlich nahe an jeden Punkt der Energiefläche herankommt, d. h. daß das System quasi-ergodisch ist. LÜBECK.

Haw and E. Lancaster Jones. The Eötvös Torsion Balance and its Use in the Field. Nature **111**, 849—851, 1923, Nr. 2799. Nach einer kurzen Erläuterung der Eötvösschen Drehwaage und ihrer Wirkungsweise wird ihre praktische Verwertung bei Feldmessungen beschrieben. An einem einfachen Beispiel, welches durch eine Schaubild erläutert ist, wird dies noch ausführlicher dargetan. MOENCH.

Barus. The equilibrium positions of the vacuum gravitation balance in 1921 and 1922. Proc. Nat. Acad. **8**, 327—330, 1922, Nr. 11. Dieser Aufsatz bildet eine Fortsetzung eines im vorhergehenden Hefte der Proc. Nat. Acad. veröffentlichten erschienenen (s. diese Ber. S. 69); er ist ebenfalls dem Vorwort eines Berichtes an die Carnegie Institution entnommen. — Die in der Zeit vom 24. Juli bis zum 1. August 1921 und vom 24. Juli bis 15. August 1922 angestellten zweistündlichen Beobachtungen (von 10^a bis 10^p) werden graphisch dargestellt. Bei allen zeigt sich eine tägliche Periode, deren Ursache in meteorologischen Erscheinungen vermutet wird. Wurde das Gefäß ausgepumpt, so ergab sich zunächst immer eine gewisse Abweichung der Nadel, die bald wieder verschwand. Diese Schwankungen werden auf Temperaturungleichheiten zurückgeführt; sie lassen den täglichen Gang noch ganz deutlich erkennen (s. diese Ber. S. 114). MOENCH.

Goodman. The contact area of an elastic sphere when compressed between flat elastic plates. Engineering **116**, 133, 1923, Nr. 3005. Die Versuche zeigen, daß die Annäherung ebener Platten bei der elastischen Zusammendrückung einer Kugel größer ist, als aus der Hertzschen Theorie folgt. Dasselbe zeigte sich auch für die Berührungsfläche. Sie wurde dadurch erhalten, daß die Kugel unter einem um ihre senkrechte Achse gedreht und die Größe der eingeprägten Druckflächen gemessen wurde. Das Verhältnis (V) beobachtet/berechnet ergab sich für verschiedene Kugeldurchmesser (D) wie folgt:

D	8	4,5	3	2	1,75	1,5	1,25	1"
V	1,07	1,14	1,13	1,13	1,12	1,06	1,21	1,21

Mittel wird also V gleich 1,13.

BERNDT.

Itô. The Hardness of Metals as affected by Temperature. Science of Tôhoku Univ. **12**, 137—148, 1923, Nr. 2. Die Versuche wurden zwischen -50° bis $+150^{\circ}$ an 20 Metallen und Legierungen angestellt, wie Al, Sb, Bi, Cd, Cu, Pb, Ni, Ag, Sn, Zn, Babbitt-Metall, Lagermetall, Messing, Bronze, Duralumin, Gußstahl und verschiedenen C-Stählen. Die Härte H nimmt mit abnehmender Tempe-

ratur stark zu. Ihre Abhängigkeit von der Temperatur t läßt sich durch die Formel darstellen: $\log H_2 - \log H_1 = a \cdot (t_2 - t_1)$. Zwischen dem Temperaturkoeffizienten a und der absoluten Schmelztemperatur T besteht bei den reinen Metallen die Beziehung: $T \cdot (a + 0,00145) = 2,5$. Sie ähnelt also der zwischen dem Temperaturkoeffizienten des Elastizitäts- und des Torsionsmoduls und der Schmelztemperatur bestehenden. Bei gewalzten Metallen sind die Härte und ihr Temperaturkoeffizient größer als bei gegossenen.

N. S. Kurnakow und A. N. Achnasarow. Über den Einfluß der Abkühlungsgeschwindigkeit auf die Härte und Mikrostruktur der eutektischen Gemische. ZS. f. anorg. Chem. **125**, 185—206, 1923, Nr. 3/4. Es wurde (und zum Vergleich auch die Mikrostruktur) der eutektischen Gemische der Legierungen: Cd-Zn, Ag-Cu, Au-Ni und Zn-Sb in Abhängigkeit von der Abkühlungsgeschwindigkeit bestimmt. Für die Eutektika selbst wurden folgende Werte der Härte erhalten:

	Abkühlung			Abkühlung	
	langsam	rasch		langsam	rasch
Au-Ni	88	205	Cd-Zn	30	67
Ag-Cu	52	117	Sb-ZnSb	102,5	102,0

Die allgemeinen Ergebnisse sind etwa wie folgt zusammengefaßt: die größte Härte wird durch rasche Abkühlung erreicht. Die Härte nimmt mit der Feinheit der Kristalle zu. Die Fähigkeit der Eutektika zur Härtung und zur Härtesteigerung durch rasche Abkühlung besitzt nur die eutektischen Gemische. Der Zuwachs der Härte steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Erstarrungsgeschwindigkeit des Metalls und mit der Feinheit der Kristalle. Mit steigender Sprödigkeit der Metalle nimmt die Fähigkeit der Eutektika zur Härtung ab. Mit zunehmendem Feinheitsgrade des Eutektikums wächst auch die Passivität der abgeschreckten Legierungen gegenüber der Einwirkung der Ätze. Die Härte der homogenen Phase reiner Metalle und fester Lösungen wird beim Abschrecken nicht wesentlich geändert.

M. Sauvageot et H. Delmas. Sur la faculté de trempe de l'acier extra-dur à très haute température. C. R. **176**, 1146—1148, 1923, Nr. 17. Die Versuche erfolgten mit einem Eisen der Zusammensetzung 0,09 Proz. C, 0,033 Proz. Si, 0,022 Proz. P, 0,008 Proz. S, 0,33 Proz. Mn, 0,11 Proz. Cu. Seine mechanischen Eigenschaften sind nachfolgend zusammengestellt (σ_S die Streckgrenze, σ_B die Festigkeit in kg/mm², δ die Dehnung, δ_q die Einschnürung in Prozenten, A die Kerbschlagarbeit in Joule, H die Härte mit 5 mm Kugel und 750 kg Druck):

	σ_S	σ_B	δ	δ_q	A
Normalisiert	28,5	37,5	36,5	75,6	—
Abgeschreckt von 950 bis 1400° . . .	39	52	14	76	25
„ „ 1450 „ 1465° . . .	75	85	s. gering	s. gering	2
„ „ 1450 „ 1465° in Öl . . .	53,3	62,8	8,8	40	5,1

(die Zahlen der mittleren beiden Zeilen sind ungefähre Mittelwerte). Eine weitere Steigerung der Festigkeit und Härte ergibt sich also erst von Abschrecktemperaturen aus, die der Schmelztemperatur nahe liegen. Durch Anlassen der bei

erschreckten Proben verringert sich die Härte bis 300° nur wenig, dann bis 400°; darauf langsam bis 700° und schließlich plötzlich, sobald man den Haltepunkt A_1 erreicht. Bei Abschrecktemperaturen bis 1350° besteht das Gefüge noch aus Ferrit und Sorbit, bei 1400° aus grobem Martensit und Troostit, bei 1450° und mehr aus grobem Martensit; von 1350° ab treten aber sehr grobe Kristalle auf (bei 1465° mit 4 mm Kante). Beim Anlassen bleibt die Struktur bis 700° fast ungeändert, trennt sich der Ferrit und Sorbit und werden die Grenzen der groben Kristalle deutlicher; sie verschwinden aber erst bei 900°. Steigerung der Abkühlgeschwindigkeit bewirkt beim Abschrecken von 1465° keine Erhöhung der Festigkeit.

BERNDT.

Andriewik und R. Scheu. Über Kerbwirkungen bei Flußeisen. Stahl und Eisen **43**, 999—1001, 1923, Nr. 31. Versuche mit in verschiedener Weise eingekerbten Stäben aus weichem Flußeisen ergaben, daß die Zerreißfestigkeit mit wachsender Tiefe der Einkerbung stetig zunahm (bei einem eingesägten Stab um 60 Proz.). Die Zunahme tritt aber nur bei dehnbaren Stoffen auf und kommt dadurch zustande, daß die an die Kerbe angrenzenden Teile die örtliche Quersammenziehung des Stabes behindern, und zwar in um so höherem Grade, je schärfer sie ist. Dies ist deutlich, wenn man die mittleren „effektiven“ Dehnungen gegen die mittleren „effektiven“ Spannungen aufträgt; der Spannungshöchstwert ist dann nur wenig von der Art der Kerbung beeinflußt. Mit zunehmender Kaltreckung (abnehmender Dehnbarkeit) wird der Einfluß der Kerbtiefe geringer. Andererseits wird die Umformungsfähigkeit durch die Kerbe verringert, was sich namentlich bei dynamischer Beanspruchung bemerkbar macht. Hierbei hat nämlich der durch die Kerbe verbleibende Stabteil, also ein sehr kleines Stabvolumen, die ganze Arbeit aufzunehmen.

BERNDT.

Neumann und W. Oertel. Die Rückfeinerung des Kernes von eingesetztem Flußeisen. Stahl u. Eisen **43**, 1076—1078, 1923, Nr. 33. Der erste Verf. wendet sich gegen die Arbeit von Oertel ein, daß man die angeführten Schlüsse aus dem Versuchsmaterial nicht ziehen kann; dieser widerspricht dem. Der Hauptwiderspruch liegt indessen darin, daß Neumann die Einsatzhärtung hauptsächlich von dem Haltepunkt aus betrachtet, nur ein gegen Abnutzung widerstandsfähiges Material erhalten, während Oertel außerdem auch alle sonstigen mechanischen Eigenschaften verbessert sehen will.

BERNDT.

Steffloff. Die Prüfung des Gußeisens. Gießerei **34**, 375—378, 1923, Nr. 10. Auf Grund von aus der Literatur entnommenen Angaben und eigenen Versuchen werden neue Werte über die Festigkeit des Gußeisens mitgeteilt, die den Einfluß der Abkühlung, der Probeform und der Bearbeitung erkennen lassen. Die hier vorliegenden Verhältnisse sind durch besondere Versuche über den Umfang der Treffsicherheit beschriebener Werte bestätigt, während einige Ergebnisse der bisher nur vorliegenden Vorversuche noch der Klärung bedürfen. Es wird noch kurz eingegangen auf die Versuche von Wüst und Schitzkowsky über den Verlauf des Schwindens, die Widerstandsfähigkeit des Gußeisens bei hohen Temperaturen und die Erprobung des Gebrauchswertes, wozu am besten die Biegeprobe geeignet ist. Auch die Kugelprobe scheint vielfach zur Beurteilung der Güte zu genügen.

BERNDT.

Decker. Aluminium Bronze Casting. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **58**, 1923, Nr. 22. Bereits berichtet nach Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) **58**, 1923.

BERNDT.

Herbert Pendulum Hardness Tester. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 1923, Nr. 22. Bereits berichtet nach Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 48 E-1923. Br

The Impact Testing of Railway Screw Couplings. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 138 E—139 E, 1923, Nr. 22. Es handelt sich um ein Pendelschlagwerk 2 t Hammergewicht und $2\frac{1}{2}'$ Hubhöhe. Amboß und Hammergestell können zu auf Kugellagern innerhalb eines Gitterrahmens verschoben werden. Br

M. A. Hogan. An electrical method for measuring the velocity of water. Engineering 115, 66—67, 1923, Nr. 2977. [S. 1294.] A.

G. Lachmann. Die Strömungsvorgänge an einem Profil mit vorgelagertem Hilfsflügel. ZS. f. Flugtechn. 14, 71—79, 1923, Nr. 9/10. Verf. hat früheren, zunächst mit einfacheren Mitteln (Uraninlösung und Luftbläschen in W durchgeführten Versuche (Z. F. M. 1921) an unterteilten Profilen in Götting kleinen Windkanal in vollkommenerer Weise (Sichtbarmachung der Strom mittels Salmiakrauch) wiederholt. Die Versuchsanordnung des für den kleinen etwas zu großen Modells (Profil mit einem vorgelagerten Hilfsflügel) — nur die Modellhälfte ragte in den Luftstrahl hinein — wird kurz an Hand von drei dungen beschrieben und einige Strömungsbilder besprochen. Über die Versuch genauer in der zweiten Lieferung der „Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen“ berichtet werden. Der Schlitz war an den Flügelende Gips verschlossen. Der Hauptteil der Arbeit versucht in Anlehnung an die Trefftz-Blumenthal 1913 gegebene Berechnungsweise Joukowskyscher K profile die bei einem vorgelagerten Hilfsflügel auftretenden Strömungsverhältnisse nach den Anschauungen von Betz und nach Druckmessungen von Handley in „Royal Aeronautical Society“ 1921 zu ermitteln. Der Hilfsflügel wird durch ein „Wirbelskelett“, d. i. eine Anzahl, etwa auf der gekrümmten Achse des Hilfsflügels angeordneter Wirbel ersetzt. Um durch diese zusätzliche Anordnung die Gesamtzirkulation nicht zu verändern, muß das Spiegelbild des Wirbelskeletts am Hauptflügelprofil hinzugenommen werden. An der Hauptflügelhinterkante nichts geändert, da der Einfluß des Hilfsflügels sich wesentlich nur am Vorderteil des Hauptflügels und nur bei genügend kleinem Abstand von Haupt- und Hilfsflügel bemerkbar macht. Nach den Messungen von Handley Page wird eine dreieckige Verteilung der Zirkulation (bzw. Wirbelstärke der Einzelwirbel) über dem Hilfsflügel angenommen und ihr Betrag aus der Bedingung bestimmt, daß die Gesamtströmung (aus Hilfsflügelströmung einschließlich Spiegelbild und Hauptflügelströmung vektoriell addiert) die Hinterkante des Hilfsflügels tangential verläßt. Für mehrere Hilfsflügelanordnungen wird der Durchfluß durch den Spalt und die Änderung der Druckverteilung über dem Hauptflügel bestimmt. „Für jede Hilfsflügelanordnung gibt es einen bestimmten Betrag der Zirkulation, durch welchen die Bedingung tangentialer Abströmung an der Hilfsflügelhinterkante gewährleistet wird. Wird dieser Betrag der Zirkulation vom Hilfsflügel nicht aufgebracht, so reißt die Strömung schon vor der Hinterkante ab. Wird dieser Betrag überschritten, so ergibt sich zwar eine wasserdruckreduktion über dem Hauptflügel, gleichzeitig nimmt jedoch die kinetische Energie des Luftstreifens proportional der dritten Potenz der Durchflußgeschwindigkeit zu. Infolgedessen reißt die Strömung am Hauptflügel durch die Überhandnahme des Wassergebietes ab.“ Die Versuche — soweit die mitgeteilten Abbildungen erlauben — bestätigen im wesentlichen die Ergebnisse der Rechnung. E

Millikan. Das vollkommen korrigierte Stokessche Fallgesetz. Phys. 24, 273—275, 1923, Nr. 13.

Millikan. Stokes' Law of Fall Completely Corrected. Proc. Nat. Acad. Sci. 9, 67—70, 1923. Mitteilung der wichtigsten Ergebnisse einer Reihe von Versuchen über die Gültigkeit des Gesetzes von Stokes, welche in Phys. Rev. 1923, 17, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168, 169, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234, 235, 236, 237, 238, 239, 240, 241, 242, 243, 244, 245, 246, 247, 248, 249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256, 257, 258, 259, 260, 261, 262, 263, 264, 265, 266, 267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274, 275, 276, 277, 278, 279, 280, 281, 282, 283, 284, 285, 286, 287, 288, 289, 290, 291, 292, 293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301, 302, 303, 304, 305, 306, 307, 308, 309, 310, 311, 312, 313, 314, 315, 316, 317, 318, 319, 320, 321, 322, 323, 324, 325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332, 333, 334, 335, 336, 337, 338, 339, 340, 341, 342, 343, 344, 345, 346, 347, 348, 349, 350, 351, 352, 353, 354, 355, 356, 357, 358, 359, 360, 361, 362, 363, 364, 365, 366, 367, 368, 369, 370, 371, 372, 373, 374, 375, 376, 377, 378, 379, 380, 381, 382, 383, 384, 385, 386, 387, 388, 389, 390, 391, 392, 393, 394, 395, 396, 397, 398, 399, 400, 401, 402, 403, 404, 405, 406, 407, 408, 409, 410, 411, 412, 413, 414, 415, 416, 417, 418, 419, 420, 421, 422, 423, 424, 425, 426, 427, 428, 429, 430, 431, 432, 433, 434, 435, 436, 437, 438, 439, 440, 441, 442, 443, 444, 445, 446, 447, 448, 449, 450, 451, 452, 453, 454, 455, 456, 457, 458, 459, 460, 461, 462, 463, 464, 465, 466, 467, 468, 469, 470, 471, 472, 473, 474, 475, 476, 477, 478, 479, 480, 481, 482, 483, 484, 485, 486, 487, 488, 489, 490, 491, 492, 493, 494, 495, 496, 497, 498, 499, 500, 501, 502, 503, 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511, 512, 513, 514, 515, 516, 517, 518, 519, 520, 521, 522, 523, 524, 525, 526, 527, 528, 529, 530, 531, 532, 533, 534, 535, 536, 537, 538, 539, 540, 541, 542, 543, 544, 545, 546, 547, 548, 549, 550, 551, 552, 553, 554, 555, 556, 557, 558, 559, 560, 561, 562, 563, 564, 565, 566, 567, 568, 569, 570, 571, 572, 573, 574, 575, 576, 577, 578, 579, 580, 581, 582, 583, 584, 585, 586, 587, 588, 589, 590, 591, 592, 593, 594, 595, 596, 597, 598, 599, 600, 601, 602, 603, 604, 605, 606, 607, 608, 609, 610, 611, 612, 613, 614, 615, 616, 617, 618, 619, 620, 621, 622, 623, 624, 625, 626, 627, 628, 629, 630, 631, 632, 633, 634, 635, 636, 637, 638, 639, 640, 641, 642, 643, 644, 645, 646, 647, 648, 649, 650, 651, 652, 653, 654, 655, 656, 657, 658, 659, 660, 661, 662, 663, 664, 665, 666, 667, 668, 669, 670, 671, 672, 673, 674, 675, 676, 677, 678, 679, 680, 681, 682, 683, 684, 685, 686, 687, 688, 689, 690, 691, 692, 693, 694, 695, 696, 697, 698, 699, 700, 701, 702, 703, 704, 705, 706, 707, 708, 709, 710, 711, 712, 713, 714, 715, 716, 717, 718, 719, 720, 721, 722, 723, 724, 725, 726, 727, 728, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736, 737, 738, 739, 740, 741, 742, 743, 744, 745, 746, 747, 748, 749, 750, 751, 752, 753, 754, 755, 756, 757, 758, 759, 760, 761, 762, 763, 764, 765, 766, 767, 768, 769, 770, 771, 772, 773, 774, 775, 776, 777, 778, 779, 780, 781, 782, 783, 784, 785, 786, 787, 788, 789, 790, 791, 792, 793, 794, 795, 796, 797, 798, 799, 800, 801, 802, 803, 804, 805, 806, 807, 808, 809, 810, 811, 812, 813, 814, 815, 816, 817, 818, 819, 820, 821, 822, 823, 824, 825, 826, 827, 828, 829, 830, 831, 832, 833, 834, 835, 836, 837, 838, 839, 840, 841, 842, 843, 844, 845, 846, 847, 848, 849, 850, 851, 852, 853, 854, 855, 856, 857, 858, 859, 860, 861, 862, 863, 864, 865, 866, 867, 868, 869, 870, 871, 872, 873, 874, 875, 876, 877, 878, 879, 880, 881, 882, 883, 884, 885, 886, 887, 888, 889, 890, 891, 892, 893, 894, 895, 896, 897, 898, 899, 900, 901, 902, 903, 904, 905, 906, 907, 908, 909, 910, 911, 912, 913, 914, 915, 916, 917, 918, 919, 920, 921, 922, 923, 924, 925, 926, 927, 928, 929, 930, 931, 932, 933, 934, 935, 936, 937, 938, 939, 940, 941, 942, 943, 944, 945, 946, 947, 948, 949, 950, 951, 952, 953, 954, 955, 956, 957, 958, 959, 960, 961, 962, 963, 964, 965, 966, 967, 968, 969, 970, 971, 972, 973, 974, 975, 976, 977, 978, 979, 980, 981, 982, 983, 984, 985, 986, 987, 988, 989, 990, 991, 992, 993, 994, 995, 996, 997, 998, 999, 1000.

Das vollständige Bewegungsgesetz für fallende kleine Körperchen muß lauten:

$$F = \frac{6\pi\eta av}{1 + A' \frac{l}{a}} \dots \dots \dots (I)$$

und zwar sowohl für sehr kleine als für sehr große Werte von l/a . F = treibende

Kraft; v = erzeugte Geschwindigkeit; η = Zähigkeit des Mittels; $A' = A + Be^{-c \frac{a}{l}}$, wo A und B Konstante sind; l = mittlere freie Weglänge; a = Radius des Teilchens. Die Gleichung gilt, auch wenn l/a sehr groß, d. h. wenn das Gas verdünnt ist und wenn deshalb die Zähigkeit als eine Ursache des Widerstandes vollkommen verschwunden ist, d. h. dann ist der Widerstand einfach der Zahl der Moleküle proportional, die vom bewegten Teilchen getroffen werden, d. h. proportional mit a^2 . Dies ergibt sich auch aus obiger Gleichung: wenn $A' \frac{l}{a}$ groß gegen 1 ist, wird $F = \frac{6\pi\eta a^2 v}{A'l}$.

Die Werte von A' in den beiden Extremfällen (d. h. wenn l/a sehr groß, bzw. sehr klein ist) sind nicht dieselben; theoretischer unterer Grenzwert von A' (wenn l/a klein ist) ist gleich 0,7004; wird aber l/a sehr groß, so wird der theoretische Wert von A' beträchtlich größer als 1. Die Änderung des Wertes A' mit abnehmender Gasdichte bedeutet physikalisch einen Übergang vom Viskositäts- zu einem solchen Widerstand, der direkt vom molekularen Zusammenstoß herrührt.

Die Öltröpfchenmethode gestattet, die Werte von A' zu ermitteln; für Öltröpfchen, welche in Luft fallen, ergibt sich

$$A' = 0,864, \text{ wenn } l/a \text{ klein (Gas dicht),}$$

$$A' = 1,154, \text{ „ } l/a \text{ groß ist (Druck etwa 1 mm).}$$

Aus der Differenz zwischen der unteren theoretischen Grenze von A , nämlich 0,7004 und dem für Luft-Öl beobachteten Werte ist es möglich, den Prozentsatz der Moleküle zu berechnen, die an der Öloberfläche reguläre Reflexion erleiden. — Die nach der Öltröpfchenmethode gefundenen Werte des Gleitkoeffizienten und des damit zusammenhängenden Koeffizienten der spiegelnden Reflexion wurden nach der Methode des rotierenden Zylinders (konstante Ablenkung) kontrolliert: Bei gewöhnlichen Temperaturen entfallen bei

Öl-Luft . . . 10 $\frac{1}{2}$ Proz. auf reguläre, 89 $\frac{1}{2}$ Proz. auf diffuse Reflexion,

Öl-Wasserstoff 7 $\frac{1}{2}$ „ „ „ 92 $\frac{1}{2}$ „ „ „ „

Öl-Helium . . 12,6 „ „ „ 87,4 „ „ „ „

Die experimentellen Konstanten des vollständigen Fallgesetzes für Öl in Luft sind in folgender empirischer Formel enthalten:

$$F = 6\pi\eta a \cdot v \left[1 + \frac{l}{a} \left(0,864 + 0,290 e^{-1,25 \frac{a}{l}} \right) \right]^{-1} \dots \dots \dots (II)$$

6. Der experimentelle Wert von $A + B$ liegt sehr nahe seinem theoretischen für die „diffus reflektierende Oberfläche“, welcher nach Epsteins Unter- 1,131 beträgt.
7. Der Wert des endgültigen Koeffizienten ($A + B$) ändert sich um kaum als 2 bis 3 Proz. mit der Natur der Tropfsubstanz oder mit der Natur umgebenden Gases (experimenteller und theoretischer Beweis); Gleichung besitzt demnach sehr allgemeine Geltung; sie kann bei der Berechnung Absinkens von Partikelchen jeglicher Art durch die Gebiete verdünnter Luftschichten als fast ganz genau angesehen werden.
8. Unter Berücksichtigung geringer mechanischer Unebenheiten an einer Oberfläche wurde es ermöglicht, die Ergebnisse des Verf. über reguläre Reflexion von Molekülen mit den Arbeiten von Knudsen (Ann. d. Phys. 28, 105, 35, 389, 1911) und von Gaede (Ann. d. Phys. 41, 289, 1913) [Gesetz der diffusen Reflexion von Molekülen] in Einklang zu bringen.

C. G. Schoneboom. Diffusion and Intertraction. Proc. Roy. Soc. London 101, 531—539, 1922, Nr. 713. Die Arbeit geht aus von der Untersuchung Almroth Wright (Proc. Roy. Soc. 92): Auf die Oberfläche einer 5- bis 8proz. Lösung schichtet man vorsichtig etwas Blutserum. Sobald die Flüssigkeiten sich rühren, beobachtet man eine lebhafte Massenbewegung; die obere Schicht wird untere und die untere nach oben gezogen. Diese Erscheinung wird Intertraction oder pseudopodiale Durchdringung genannt. Die Erscheinung läßt sich besonders leicht verfolgen, wenn dem Serum eine Spur Eosin zugesetzt wurde. System — NaCl-Lösung und Blutserum — bietet ein typisches Beispiel für die Erscheinung der Interaktion, insofern als beide Flüssigkeiten aktiv sind und sich gegenseitig rasch durchdringen. Nach 10 bis 30 Minuten hat man bereits eine homogene Mischung. — Frühere Erklärung dieser Erscheinung: Wasserziehende Wirkung des Salzes (Anschauung von Nägeli: Die kolloidalen Teilchen sind von einer Wasserschicht umgeben, welche teils chemisch als Hydratwasser, teils als Adsorptionswasser gebunden ist). — Schoneboom konnte durch seine Versuche folgendes zeigen:

1. Verschiedene Kolloide wie Eiweiß, Blutserum, Gelatine, Gummiarabikum, Stärke, Säure, geben typische Interaktionserscheinungen.
2. Zur Hervorrufung derselben ist die Anwesenheit eines Salzes wie NaCl überhaupt eines Elektrolyten nicht notwendig. Auch organische Verbindungen wie Harnsäure, Thiosiamin, Phenozon, Oxalsäure, Zitronensäure, Weinsäure geben mit Kolloiden Interaktionserscheinungen.
3. Interaktionserscheinungen werden nicht nur mit kolloidalen Lösungen, sondern auch mit allen anorganischen und organischen Verbindungen ohne Ausnahme erhalten — immer vorausgesetzt, daß die fragliche Substanz in Wasser sich genügend löst und daß im spezifischen Gewichte zwischen der oberen und unteren Lösung kein zu großer Unterschied vorhanden ist.
4. Die Größe der Moleküle hat keinen Einfluß auf unsere Erscheinungen der Interaktion (Versuche mit Anilinfarben und Alkaloiden und mit einfachen anorganischen und organischen Substanzen).
5. Es ergab sich ferner, daß das Hydratwasser keine Rolle spielt, und sowohl bei anorganischen wie organischen Verbindungen. Interaktion tritt ein bei Glucose, Lactose, Weinsäure, Zitronensäure (Substanzen mit wenig Hydratwasser), ebenso gut wie bei Fructose und Rohrzucker (Substanzen mit viel Hydratwasser). Daß das Hydratwasser belanglos ist, wurde beson-

dadurch bewiesen, daß Intertraktion auch auftritt, wenn statt des Wassers organische Lösungsmittel, z. B. Eisessig, Äthylacetat, Amylacetat, Glycerol, Amylalkohol, Anilin, Pyridin benutzt wurden.

Nur die Kräfte der Oberflächenspannung kommen in Betracht. Die Intertraktionserscheinungen zeigten sich, wenn durch eine der benutzten Substanzen die Oberflächenspannung herabgesetzt wird; Eosin in Wasser und wässrige NaCl-Lösungen; kolloidale Gold- und Silberlösungen (auf chemischem Wege hergestellt) in Verbindung mit Harnsäure [hier hat man Spuren von Salzen (Goldchlorid, Kaliumcarbonat usw.) und organischen Substanzen (Gerbsäure, Alkohol, Formaldehyd), welche die Oberflächenspannung ändern]. Wird aber die kolloidale Goldlösung auf elektrischem Wege (Zerstäubung) hergestellt, so bleiben die Intertraktionserscheinungen aus; denn hier sind die kolloidalen Teilchen in reinem Wasser suspendiert.

Dieser Einfluß der Oberflächenspannung wird durch einen Satz von Maxwell gestützt (Kapillarität, *Encyclop. Britannica*, 11. Ausgabe, S. 259), welcher die Erscheinung der Intertraktion vorhersieht und im voraus genau beschreibt: „Wenn die Spannung T zwischen den Oberflächen zweier sich berührender Flüssigkeiten (interfacial tension) positiv ist, so hat die Berührungsfläche das Bestreben, sich zu verkleinern und die Flüssigkeiten bleiben getrennt. Wenn diese Größe jedoch negativ ist, so wird die Verschiebung der Flüssigkeiten, welche die Berührungsfläche zu vergrößern sucht, noch unterstützt durch Molekularkräfte, so daß die Flüssigkeiten sich vollständig vermischen, wenn nicht sehr große Unterschiede des spezifischen Gewichtes vorhanden sind. Für mischbare Flüssigkeiten wurde jedoch kein Beispiel dieser Art gefunden, wo der Vorgang durch Diffusion (der eine molekulare Bewegung ist) sich abgespielt hätte und nicht durch Zusammenziehen der Begrenzungsfläche, wie es der Fall wäre, wenn T negativ ist.“

Durch besondere Versuche mit verschiedenen konzentrierten NaCl-Lösungen (von 0,4 molar bis 0) und HCl wird gezeigt, daß die drei verschiedenen Arten der Durchmischung zweier Flüssigkeiten allmählich ineinander übergehen. Diese drei Arten sind: a) die pseudopodiale Intertraktion, wie Almroth Wright die oben untersuchte Intertraktion nennt; b) die „einfache Intertraktion“, welche eintritt, wenn der Unterschied des spezifischen Gewichtes der zwei übereinandergeschichteten Flüssigkeiten größer ist, und auch, wenn die Beziehungen der Oberflächenspannungen von jenen verschieden sind, unter denen die pseudopodiale Intertraktion auftritt; c) die gewöhnliche Diffusion.

Es werden noch Zahlen mitgeteilt über den Betrag der Substanzmengen, welche bei diesen Vorgängen von der einen Flüssigkeit in die andere transportiert werden.

STÖCKL.

M. Lidstone. The Full Effect of the Variable Head in Viscosity Determinations. *Phil. Mag.* (6) **44**, 953—955, 1922, Nr. 263. Fortsetzung von *Mag.* **43**, 354, 1024, 1922; siehe diese *Ber.* **3**, 929, 1922 und **4**, 574, 1923. In der abgeleiteten Gleichung ist die logarithmische Korrektur für die Höhe in dem „*men*“ Term der Gleichung insofern unvollständig, als jene Ableitung sich auf die Annahme gründet, daß die Höhe sich direkt mit der Geschwindigkeit ändert. Hier versucht, eine allgemeine Gleichung abzuleiten, welche alle Korrekturen (insbesondere für die kinetische Energie) umfaßt. In der Grundgleichung

$$\eta = \frac{\pi r^4 g \rho t h}{8 V l} - \frac{V \rho}{8 \pi l t}$$

ist der Koeffizient der kinetischen Energie gleich 1 gesetzt. Diese Gleichung ist strenge, vorausgesetzt, daß h konstant ist. Diese Bedingung ist jedoch nur dann erfüllt, wenn besondere ausgleichende mechanische Einrichtungen getroffen werden wie z. B. von Hyde (Proc. Roy. Soc. (A) 97, 240, 1920; diese Ber. 2, 561, 1921). ändert sich die hydrostatische Höhe immer, sobald der Durchfluß beginnt, und die Gesamthöhe wird variabel. Da dh von dt abhängt, ist der Ausdruck über die H und F zu integrieren. Zur Abkürzung wird gesetzt:

$$A = \frac{\pi r^4 g \varrho}{8 V l}; \quad B = \frac{V \varrho}{8 \pi l}; \quad C = \frac{\eta^2}{4 A B};$$

daraus

$$\eta = \frac{\pi r^4 g \varrho t (H - F)}{8 V l \left\{ \log_e \frac{(\sqrt{C+H} - \sqrt{C}) (\sqrt{C+H} + \sqrt{C})}{F} + \sqrt{1 + \frac{H}{C}} - \sqrt{1 + \frac{F}{C}} \right\}}$$

Nun ist C im Vergleich zu H und F groß; eine kleine Änderung von C wird

Ergebnis nicht stark beeinflussen. In erster Annäherung wird $C = \frac{\pi^2 r^4 g t^2 (H - F)}{4 V^2 \left(\log_e \frac{H}{F} \right)}$

gesetzt. Damit ergibt sich ein angenäherter Wert von η_1 ; sodann wird ein ge-

Wert von C , nämlich $\frac{\eta_1^2 16 l^2}{r^4 g \varrho^2} = C_2$ erhalten, daraus η_2 berechnet und we-

$C_3 = \frac{\eta_2^2 16 l^2}{r^4 g \varrho^2}$ ermittelt und daraus η_3 berechnet. Die Werte $\eta_1, \eta_2, \eta_3 \dots$ bilde-

Reihe, in der die geraden Ausdrücke $\eta_2 \dots$ zu groß, die ungeraden $\eta_1 \dots$ zu klein sind; die geraden und die ungeraden Glieder nähern sich asymptotisch dem wahren Wert η . Die Reihe konvergiert stark. Das Verfahren wird für Wasser bei 20°C von Archbutt und Deeley (Lubrication and Lubricants, 3. Aufl., S. 157) geprüft. Zahlenwerte sind für dieses Beispiel:

$H = 23,56$	$g = 980,51$	$C_1 = 890,52$	$\eta_1 = 0,010 0$
$F = 14,60$	$\varrho = 0,998 26$	$C_2 = 897,24$	$\eta_2 = 0,010 0$
$r = 0,0309$	$V = 4,007 56$	$C_3 = 880,69$	$\eta_3 = 0,010 0$
$t = 136,0$	$l = 21,991$	$C_4 = 880,49$	$\eta_4 = 0,010 0$

Daraus als Endwert $\eta = 0,010 068 18$.

Die früher abgeleitete Gleichung

$$\eta = \frac{\pi r^4 g \varrho t (H - F)}{8 V l \log_e \frac{H}{F}} - \frac{V \varrho (H^3 - F^3) \log_e \left(\frac{H}{F} \right)}{12 \pi l t (H - F)^2 (H + F)} \dots$$

ergibt 0,010 072 1.

G. Bakker. Theorie der Kapillarschicht einer Flüssigkeit in Berührung mit ihrem gesättigten Dampf. ZS. f. phys. Chem. 104, 10–45, 1923, 1. Zusammenfassende Darstellung früherer Arbeiten des Verf. Das Pascalsche Gesetz der Unabhängigkeit des Druckes von der Richtung ist in der Kapillarschicht erfüllt, vielmehr gilt

$$H = (p_N - \bar{p}_T) \zeta,$$

wobei H Kapillarkonstante, p_N der Druck parallel zur Oberfläche, p_T der Druck senkrecht zur Oberfläche wirkende Druck und ζ die Dicke

larschicht ist. Bezeichnet man mit dh eine unendlich kleine Verschiebung in Richtung der Kraft R bezogen auf die Masseinheit, so erhält man auch

$$H = \frac{1}{4\pi f} \int_1^2 \left(\frac{dV}{dh} \right)^2 h; \quad R = -\frac{dV}{dh}.$$

Integral ist über die Schicht zu erstrecken. Zwischen dem thermischen Druck Θ und dem Druck p in einem Punkte der Kapillarschicht läßt sich setzen $\Theta = p + a\varrho^2$, abkürzend $a = 2\pi f\lambda^2$ ist und als Potentialfunktion

$$\lambda^2 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) = V + 2a\varrho$$

genommen wird. Dadurch kann man die Druckänderung in der Schicht mit der Randgleichung verknüpfen. Der Druck p_T in der Längsrichtung der Kapillarschicht ergibt sich als eine Funktion von $v = \frac{1}{\varrho}$ und die labilen Teile der theoretischen Isotherme erhalten eine reelle Bedeutung. Der zwischen Maximum und Minimum gelegene Teil der Isotherme ist der Ort der Minima der Kurven, die für verschiedene Krümmungen der Kapillarschicht das Mittel der Drucke senkrecht und parallel derselben längs einer die beiden koexistierenden homogenen Phasen verbindenden Linie als Funktion von v darstellen. — Der Radius kleinster Flüssigkeitsbläschen und Dampfbläschen wird für CO_2 bei 20°C mit etwa $2\text{m}\mu$, für Dampfbubblen bei 0°C mit $1,8\text{m}\mu$ angegeben. Entsprechende Werte findet man für die Kapillarschicht; mit wachsender Temperatur nimmt diese zu, doch bemerkt man, daß eine quantitative Übereinstimmung der Theorie mit den Beobachtungen Smoluchowski nicht besteht, weil bei der kritischen Temperatur außer der Vergrößerung der Wirkungssphäre noch andere Einflüsse in Betracht kommen (vgl. Ber. 2, 1294, 1921).

H. R. SCHULZ.

Fahrenwald. The film method of measuring surface and interfacial tension. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 722—733, 1922, Nr. 7. Da die Untersuchung von Emulsionen bei den üblichen Methoden zur Bestimmung der Oberflächenspannung Schwierigkeiten stößt, ist eine besondere Vorrichtung gebaut worden, die sich einfach einstellt. Über eine auf eine Stahlachse aufgezogene Korkscheibe läuft ein Seidenfaden, der an jeder Seite eine leichte Schale zur Aufnahme von Taraugen trägt, außerdem aber auf einer Seite ein dünnes Metallblech (etwa $0,15\text{ mm}$ dick) das unten eine scharfe horizontale Kante hat und an den äußeren Enden kleine Metallansätze, die ein Abreißen der Flüssigkeitshaut verhindern sollen. In die Schale ist ein Aluminiumzeiger mit verschiebbarem Gewicht eingesetzt, der über ein Seilteilchen spielt, die bei richtiger Einstellung des Gewichtes unmittelbar die Oberflächenspannung abzulesen gestattet. Die Genauigkeit wird mit $0,1\text{ Dyn/cm}$ angegeben. Für die Oberflächenspannung gegen eine andere Flüssigkeit wird an Stelle der Metallscheibe ein Rahmen benutzt. Für Wasser gegen Luft ist bei 20° der Wert 72 Dyn/cm gefunden worden.

H. R. SCHULZ.

Indra Nath Ghosh. On the Oscillations of Spheroidal Drops and the Phenomena of the Spheroidal State. Proc. Indian Ass. Cultiv. of Science 8, 1, 1923, Nr. 1. Unter Benutzung des von Raman beschriebenen Motorvibrators wird ein horizontal gestelltes Uhrglas in vertikale Schwingungen versetzt. Ein in dem Uhrglas befindlicher Quecksilbertropfen führt dann Horizontalschwingungen aus, deren Amplitude von der Größe des Tropfens, aber auch von der Amplitude der Vertikalschwingungen abhängt. (Vgl. physikalische Berichte. 1923.

bewegung abhängt, die eine Asymmetrie der Schwingungen des Tropfens verursachen kann. Je nach den Umständen zeigt der Tropfen n Ausbuchtungen (Sternspitzen) aus dem Tropfenradius a , der Frequenz N und der Oberflächenspannung T sich einer von Bohr aufgestellten Formel ergeben. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Rechnung ist gut. — Die gleichen Beziehungen gelten auch für sphäroidalen Zustand. Die Dicke h des Luftpolsters ist für bestimmte Tropfen der vierten Wurzel aus der Temperaturdifferenz proportional. Bei geringer Temperaturdifferenz ist der Tropfen stationär, bei höherer Temperaturdifferenz wird periodisches Entweichen des Dampfes eine Schwingung hervorgerufen; die Zahl der Ausbuchtungen ist nach der erwähnten Formel zu berechnen. H. R. S.

W. B. Hardy and **Ida Doubleday**. Boundary Lubrication. — The Temperature Coefficient. Proc. Roy. Soc. London (A) **101**, 487—492, 1922, M. Die in einer früheren Abhandlung (diese Ber. S. 919) beschriebenen Reibungsversuche werden auf ihre Abhängigkeit von der Temperatur im Intervall von 110° C untersucht. Stahl und Quarz ergaben nach sorgfältiger Reinigung von haftenden Schichten einen von der Temperatur unabhängigen Reibungskoeffizienten der Ruhe. Bei Glas gelang keine vollständige Säuberung der Oberflächen. Von Schmiermitteln verwandt (Paraffine, Alkohole und einige andere organische Substanzen) so war die Reibung ebenfalls im ganzen Bereich konstant, wenn nur eine sehr dünne Schicht (aus einer Lösung in Äther gewonnen) die Gleitflächen bedeckte. Eine Änderung der Temperatur auf- oder abwärts erfolgte, war auch ohne Einfluß. Verwendung etwas dickerer Filme fester Schmiersubstanzen nahm der Schmelzpunkt eine Sonderstellung ein. Mit der Zunahme der Temperatur fiel der Reibungskoeffizient bis fast auf Null beim Schmelzpunkt, um bei höherer Temperatur sprunghaft auf einen konstanten Wert anzunehmen, der größer war als der Betrag bei der Anfangstemperatur. Auch bei Abnahme der Temperatur zeigte sich beim Schmelzpunkt Sprung, aber nicht wieder bis auf Null. Zur Erklärung wird angegeben, daß bei festen Schmiermitteln erst oberhalb des Schmelzpunktes um die Reibung Schmiermittel/Gleitkörper handelt, während vorher die Reibung Schmiermittel/Schmiermittel beobachtet worden ist. Beim Schmelzpunkt selbst ist der Koeffizient Null, da flüssige Reibung vorhanden ist, es sei denn, daß die Filmdicke einen gewissen kritischen Wert nicht überschreitet, unterhalb dessen die Unstetigkeit nicht auftritt. R. V.

Anton Doroschewski. Über die Verteilung des Lösungsmittels unter gelösten Körpern. Bull. Soc. Chim. de France (4) **33**, 550—559, 1923. Verf. geht von dem Gesetz aus, daß das Lösungsmittel sich unter die gelösten Stoffe proportional ihrer Anzahl ihrer Moleküle verteilt. Ein Lösungsgemisch zweier Körper besteht aus zwei Lösungen, deren erste $\frac{Nn}{n + n_1}$ Moleküle des Lösungsmittels und der Substanz (n), deren zweite $\frac{Nn_1}{n + n_1}$ Moleküle des Lösungsmittels und der Substanz (n_1) enthält. Da die Eigenschaften der Einzellösungen bekannt sind, ist es der Theorie des Verf. möglich, die Eigenschaften der Mischung exakt zu bestimmen. Er folgert aus der Theorie, daß die Dichte und der Drehungswinkel α einer Zuckerlösung nach Zusatz eines inaktiven Salzes wachsen, und berechnet die Dichte für α und Dichte für gemischte Lösungen von Rohrzucker und Salzen der Alkali- und Erdalkalien. Eine Anzahl Messungen wird auf diese Weise kontrolliert und Übereinstimmung mit der Theorie des Verf. gefunden. Aus α und Dichte kann auch das spezifische Drehungsvermögen gemischter Lösungen berechnet werden. *L.

Swietoslawski. Über die graphische Auslegung des Gesetzes von Poroschewski. Bull. Soc. Chim. de France (4) **33**, 560—561, 1923. (Vgl. Poroschewski, vorst. Ref.) Verf. unternimmt es, das Gesetz der proportionalen Hilung des Lösungsmittels unter die gelösten Stoffe graphisch auszulegen, um auf Weise bequem die Gesetzmäßigkeit an Hand experimenteller Ergebnisse prüfen können. Wenn Z_A und Z_B die Werte für physikalische Eigenschaften der gelösten A und B , berechnet auf 1 g jeder Lösung, und n_1 und n_2 die Moleküle dieser sind, so ergibt sich für die gemischte Lösung der Ausdruck:

$$Z = Z_A \frac{n_1}{n_1 + n_2} + Z_B \frac{n_2}{n_1 + n_2},$$

die graphische Darstellung derartiger Systeme für das Konzentrationsgebiet 0 bis 100 Proz. des Stoffes A in der Mischung bzw. zwischen den Punkten $\frac{n_1}{n_1 + n_2} = 0$ und $\frac{n_1}{n_1 + n_2} = 1$ gestattet.

*LINDNER.

Kreidl und S. Gatscher. Über die Lokalisation von Schallquellen. Bedingungen zu der Arbeit des Herrn H. Hecht. Naturwissensch. **11**, 337—338, 1923, 1924. Entgegen der Ansicht von H. Hecht, daß bei der Lokalisation von Schallquellen hoher Frequenz die Intensitätsdifferenz maßgebend ist, während bei Schallquellen niedriger Frequenz und kurzer Dauer die Zeitdifferenz, bei langer Dauer die Phasendifferenz zwischen der Erregung beider Ohren in Frage kommt, nehmen die Verff. an, stets nur die Intensitätsdifferenz das Ausschlaggebende ist. Wie ein Versuch zeigt, ist der Kopf beim Kopfe angeschlagenen Stimmgabel ergäbe, bilde der Kopf auch bei tiefen Frequenzen einen deutlichen Schallschatten. Es wird ferner für unwahrscheinlich gehalten, daß Tiere je nach ihrer Schädelgröße hohe und tiefe Töne auf verschiedene Weise lokalisieren. Wenn die Zeittheorie gälte, müßte man entweder annehmen, daß kleine Tiere eine dem Menschen weit überlegene Organisation des Gehörorgans für die Lokalisation des Schalles besitzen oder daß sie, wenn auch für Tier und Mensch gleiche Empfindlichkeit voraussetzt, dem Menschen in der Empfindlichkeit wesentlich unterlegen sind. Aus der Feststellung, daß zwei gleiche Schalleindrücke nicht mehr als getrennt erkannt werden, wenn das Zeitintervall kleiner als 0,100 Sek. ist, und aus der Tatsache, daß dieser Wert um ein Vielfaches größer ist, als bei seitlicher Lage der Schallquelle zwischen der Erregung beider Ohren auftritt, soll sich ergeben, daß für die Gültigkeit der Zeittheorie die Voraussetzungen fehlen.

KUNZE.

Hecht. Über die Lokalisation von Schallquellen. Erwiderung auf die Bemerkungen der Herren A. Kreidl und S. Gatscher. Naturwissensch. **11**, 338, 1923, 1924. Unter einwandfreien Bedingungen (großer Abstand von der Schallquelle, Vermeidung von Reflexionen, Befreiung von Obertönen) wird man bestätigt finden, daß für Frequenzen der Kopf keinen nennenswerten Schallschatten wirft. Ein flüchtiger Versuch bei 200 Schwingungen ergab für das Intensitätsverhältnis auf dem zugewandten Ohr etwa zwei. Hinsichtlich der Einwände gegen die Zeitdifferenztheorie wird darauf hingewiesen, daß ja gerade bei der Lokalisation auf Grund dieser Theorie die beiden Schallbilder zu einem einzigen verschmelzen müssen, um einen bestimmten Richtungseindruck hervorzurufen. Es ist nicht einzusehen, warum für Tiere, unabhängig von dem Gebiet der Töne, das sie erzeugen und vornehmlich hören, die gleichen Grenzen und Schwellenwerte gelten sollen.

KUNZE.

Walter Hahnemann. The oscillation engineering design of subm acoustic signaling apparatus. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 9—25, 1923. Die Gesetze elektrischer Schwingungssysteme können auch bei der Betrakustischer Systeme Anwendung finden. An einigen Apparaten der Unterschalltechnik wird dieses erläutert (vgl. unter anderem diese Ber. S. 72).

E. G. Richardson. Notes on Lissajous' Whistling Flame. Sill. Journ. 11—14, 1923, Juli. Eine über einem Drahtnetz brennende Bunsenflamme, ein offenes Rohr gestülpt ist, erzeugt in diesem stehende Schwingungen. Der V wurde stroboskopisch untersucht, zugleich mit einer aus dem Rohrrinnern abgezomanometrischen Flamme. Die Druckzunahmen im Rohre fallen mit den Steiger der Luftzufuhr in der Flamme und daher mit den Temperatursteigerungen zusammen. Die Rückwirkung der stehenden Schwingungen auf die Luftzufuhr regelt den Vtransport zu der schwingenden Luftsäule. So ist die Bedingung für die Auerhaltung von Schwingungen durch Hitze, die Rayleigh theoretisch abgeleitet erfüllt.

v. HORN

E. A. Eckhardt. The acoustics of rooms. Reverberations. Journ. F. Inst. 195, 799—814, 1923, Nr. 6. Im Anschluß an bisher unveröffentlichte Gleich Buckingham wird die Theorie des Nachhalls gegeben für den Fall, daß vorferenz abgesehen werden kann. Die Folgerungen für die praktische Raum werden im Anschluß an Sabines Untersuchungen dargelegt und durch Kurveranschaulicht. Es gibt eine günstigste (mittlere) Nachhalldauer — etwas über für Sprache, etwas unter 2 Sek. für Musik —, die durch passende Wahl der absorbier Materialien und ihrer Flächengrößen hergestellt werden kann.

v. HORN

Frederick W. Kranz. Minimum Intensity for Audition. Phys. Rev. 573—584, 1923, Nr. 5. Hitzdrahttelefon und Röhrensender, Berechnung der Schintensität J_0 aus der Stromstärke nach der Formel von Wentz; als bequem der Empfindlichkeit wird $\log_{10}(1/J_0)$ empfohlen. Die Mittelwerte von 14 ge Ohren liegen zwischen denen von M. Wien und von Fletcher und Weg steigen rasch von 128 v. d. bis 512, bleiben von da an bis 4096 praktisch k Vergleichsmessungen mit gewöhnlichem Telefon ergaben eine etwas geringe findlichkeit; das mag an der optischen Eichung der Membranschwingungen bei der von verhältnismäßig großen Amplituden auf solche von der Größens 10^{-9} cm extrapoliert werden mußte.

v. HORN

Mariano Pierucci. Una doppia regolarità nel sistema solare. Cim. 221—234, 1922, Nr. 10/12. Verf. geht aus von der bekannten empirischen Re die mittleren Abstände der Planeten von der Sonne und beweist folgende zwe 1. Die durch die Bahnen der einzelnen Körper des Sonnensystems abgeg Flächen wachsen wie die Quadrate der ganzen Zahlen. Das Resultat wird i bekannten Zahlen, betreffend die Planeten, Satelliten und Kometen, belegt. Periodenlängen stehen in rationalen Verhältnissen, am häufigsten tritt das Verhäl auf. Im allgemeinen gilt immer wenigstens eine von den zwei Relationen $A_n T_n = 2^n$, deren rechte Seiten durch Austausch der Basis gegen den Exponent vice versa ineinander übergehen. A_n bezeichnet den Flächeninhalt der Planet T_n bezeichnet die Revolutionsperiode. Die zwei gefundenen einfachen Bezie enthalten somit nur exakt geometrisch bzw. physikalisch bestimmte Größen treffen nicht mehr, wie die alten empirischen Formeln, nur mittlere durchschn Werte der Planetenabstände von der Sonne. Sie könnten daher bei kosmogo Spekulationen gut verwertet werden.

W. W. H.

Hagen. Die Fallmaschine als Beweismittel für die Erdumdrehung. Instrkde. **43**, 169—175, 1923, Nr. 5. [S. 1265.] MOENCH.

Matz. Bestimmung der Schwungmomente von Schwungrädern durch Pendelversuche. Maschinenbau **2**, 533—535, 1923, Nr. 14. Zur Bestimmung des Schwungmomentes von Schwungrädern oder sonstigen rotierenden Scheiben wird vorgeschlagen, sie in einer Mantellinie ihrer Bohrung auf einer Schneide beweglich aufzuhängen, so daß sie um die Schneideachse als Aufhängeachse Pendelschwingungen ausführen können. Die Entfernung der Schwerpunktsachse von der Aufhängeachse ist dem ausgewuchteten Schwungkörper gleich der Entfernung der Schneidenachse von der Bohrungsmittellinie, also gleich dem Radius der Bohrung. — Wird das Gewicht der Schwungmasse mit G bezeichnet, der Durchmesser der Bohrung mit $2L$, so ergibt sich für das Schwungmoment GD^2 die Gleichung

$$GD^2 = 4L^3G \left[\left(\frac{T_p}{T_m} \right)^2 - 1 \right].$$

bedeutet T_p die beobachtete Schwingungsdauer, dagegen T_m die Schwingungsdauer eines mathematischen Pendels, die sich aus der Formel

$$T_m = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

ergibt. — Die Formeln gelten für dämpfungslose Schwingungen, indessen ist, wie eingeführtes Beispiel zeigt, die Dämpfung praktisch so gering, daß sie ohne Bedeutung ist. MARTIENSSEN.

Wienberg. Zahnräderprüfung. Maschinenbau **2**, 857, 1923, Nr. 21. (Gestaltung der Zähne.) [S. 1266.] BERNDT.

4. Aufbau der Materie.

Millikan. Das vollkommen korrigierte Stokes'sche Fallgesetz. Phys. Rev. **14**, 273—275, 1923, Nr. 13. [S. 1277.]

Millikan. Stokes' Law of Fall Completely Corrected. Proc. Nat. Acad. Sci. **9**, 67—70, 1923. [S. 1277.] STÖCKL.

Davis. Ionization and radiation potentials and the size of the ion. Proc. Nat. Acad. Amer. **8**, 61—63, 1922, Nr. 4. Verf. findet in Übereinstimmung mit A. S. Eve (s. diese Ber. **3**, 172, 1922), daß das Produkt aus Ionisierungsspannung und Atomdurchmesser für jede Gruppe des periodischen Systems näherungsweise konstant ist. Dies gilt noch besser, wenn statt der Ionisierungsspannung die Differenz zwischen dieser und der Resonanzspannung genommen wird. MINKOWSKI.

Herzfeld. Bericht über die Größe der Moleküle, Atome und Ionen und die Methoden zu ihrer Bestimmung. Jahrb. d. Radioakt. **19**, 259—334, 1923, Nr. 1. Kurzer Auszug aus dem Inhaltsverzeichnis: I. Einleitung. Allgemeines über Abhängigkeitskräfte. II. Zustandsgleichung (Gase, Flüssigkeiten und Kristalle). III. Dynamische (Reibungs-)Methoden. A. In Gasen (Bewegung von Elektronen, innere Reibung). B. In Flüssigkeiten (innere Reibung, Diffusion, Ionenbeweglichkeit). IV. Energetische Methoden (Hydratationswärme, Ionisierungsspannung usw.). V. Dünnschichten. VI. Optische Methoden (Röntgenstrahlen, Molekularrefraktion). VII. Aussagen über Ionenbahnen (Diamagnetismus, Modellrechnungen). IX. Methoden zur Bestimmung

von Trägheits- und elektrischen Momenten (Bandenspektren, chemische Kon spezifische Wärmen). X. Zusammenfassung (Raumerfüllung, allgemeine Übersic Tabellen mit den neuesten Zahlwerten sind beigegeben. Es sei erwähnt, d sonders die Frage der Abstoßungskräfte diskutiert und auf einige Schwierig hingewiesen wird. Herzfeld

Arthur H. Compton and Oswald Rognley. Is the atom the ultimate ma particle? Phys. Rev. (2) 16, 464—476, 1920, Nr. 5. [S. 1300.]

P. Niggli. Bemerkungen zu der Arbeit von R. Sonder: Zum Bau der kerne. ZS. f. Krist. 57, 642, 1923, Nr. 6. Hinweis auf die Wichtigkeit, welch stehende Betrachtungen über die Bauweise der Atomkerne bei allem hypothet Einschlag für den Kristallographen haben. Sonder

H. D. Smyth. The Ionising Potentials of Nitrogen and Hydrogen. 111, 810, 1923, Nr. 2798. Für die in einer üblichen Anordnung zur Messun Ionisierungsspannungen gebildeten Ionen wird mit Hilfe eines elektrischen und netischen Feldes e/m bestimmt. In Stickstoff treten bei der ersten Ionisie spannung 16,9 Volt N_2^+ Ionen auf, bei $24,1 \pm 1,0$ Volt N^{++} und bei $27,7 \pm 1,0$ Volt N^+ Ionen. Die drei Ionisierungsspannungen werden den Prozessen $N_2 \rightarrow N_2^+$, $N_2 \rightarrow N^{++} + N + 2e$ und $N_2 \rightarrow 2N^+ + 2e$ zugeordnet. Bei 375 Volt, entspre chend der K -Grenze von Stickstoff, findet eine starke Vermehrung der Atomionen sta t. In Wasserstoff ergibt sich vorläufig, daß die Ionisation bei 16,5 Volt im allge mein nicht von Dissoziation begleitet ist; das Auftreten einer kleinen Anzahl von Atom ionen an dieser Stelle ist noch nicht sichergestellt. Minkowski

Constantin Hrynakowski. Die Kristallform als Funktion der Oberflä che energie und Dichte. Bull. Soc. Chim. de France (4) 33, 548—550, 1923. weist rein mathematische Beziehungen zwischen der Mitte eines Kristalls M_k , spezifischen Oberfläche σ und der Oberflächenenergie K nach, die sich dur ch die Gleichung: $\frac{dK}{d\sigma} + K = F \left[\sigma M_k - f \left(\frac{M_k}{d} \right) \right]$ ausdrücken lassen, in der F eine Funktion ist, die der Bedingung: $M_k F + \left[\sigma M_k - f \left(\frac{M_k}{d} \right) \right] \frac{dF}{d\sigma} \geq 0$ entspricht. *L. L. Hrynakowski

H. G. Grimm und K. F. Herzfeld. Über Gitterenergie und Gitterabstan d in Mischkristallen. ZS. f. Phys. 16, 77—83, 1923, Nr. 2. Vegard hat experimente ll gezeigt, daß das Raumgitter der Mischkristalle einheitlich ist. Während man bisher a ngenommen hat, daß die Volumina der Mischkristalle der Mischungsregel folgen, setzt er die Misch ungsregel für die Gitterkonstante selbst an; die Gittertheorie würde diese Regel f ür die achte Potenz der Gitterkonstanten erwarten lassen. Die bisherigen Messungen r eichen zur Entscheidung nicht aus, es werden daher in dieser und der folgenden Arbe it Berechnungen für die erste, zweite, dritte, vierte, achte Potenz durchgeführt; gleich bemerkt, daß im ganzen die dritte Potenz die beste Übereinstimmung mit d. h. die Mischungsregel gilt für die Volumina. — Kennt man in einem Mischk ristall mit einheitlicher Gitterkonstante, der etwa aus zwei Arten Alkaliionen und ein em Halogenion oder umgekehrt aufgebaut sei, diese Größe, so gestattet die Born-Gittertheorie die Berechnung der Gitterenergie und damit die Bildungswärme a us reinen Komponenten. Diese ergibt sich stets als negativ, was erklärt, warum sol cher Mischkristall bei tiefer Temperatur zerfällt. Der Vergleich mit der Erfah rung — Lösungswärme abgeschreckter Mischkristalle aus Schmelzen — ergibt in m eisten Fällen sehr gute, in anderen nur größenordnungsmäßige Übereinstimmung. Herzfeld

Herzfeld. Zur Thermodynamik der Mischkristallbildung. ZS. f. Phys. 4—99, 1923, Nr. 2. In der vorhergehenden Arbeit war die Bildungswärme von Mischkristallen berechnet. Nun folgt die Bestimmung der anderen thermodynamischen Funktionen. Die Entropieänderung bei der Mischung setzt sich aus zwei Summanden zusammen. Der eine, der der gewöhnlichen Diffusion entspricht, rührt von der veränderten Anzahl der möglichen Anordnungen her, der andere von der geänderten Mischungswärme, d. h. statistisch von der Änderung im Phasenraum eines nicht unterscheidenden Ions. Aus der Entropie folgt sofort die freie Energie. Hieraus erhält man in der Reihe nach: 1. Die Temperatur des kritischen Entmischungspunktes und die Zusammensetzung an dieser Stelle. Es ergibt sich, daß der Mischkristall dort stets aus der weniger dichten Komponente enthält. 2. Die Mischungslücke bei tiefen Temperaturen. Beide Punkte ergeben gute Übereinstimmung mit den optischen Messungen von Nacken am Paar NaCl/KCl. 3. Gleichgewichte in wässrigen Lösungen, d. h. den Nernstschen Verteilungskoeffizienten zwischen Lösung und Mischkristall. Die Zahlen stimmen mit den Messungen von Schobert gut überein. Insbesondere ergibt sich, daß die Komponente mit kleinerem Gitterabstand nur sehr wenig von der anderen Komponente beim Auskristallisieren aufnimmt. HERZFELD.

M. van Liempt. Zur Frage der Rekristallisationswärme. ZS. f. anorg. Chem. 129, 263—264, 1923, Nr. 2/3. [S. 1334.] K. BECKER.

W. L. R. Budden und R. Pohl. Lichtelektrische Leitung und chemische Bindung. ZS. f. Phys. 16, 42—45, 1923, Nr. 1. [S. 1293.] PRINGSHEIM.

Kurnakow und A. N. Achnasarow. Über den Einfluß der Abkühlungsgeschwindigkeit auf die Härte und Mikrostruktur der eutektischen Legierungen. ZS. f. anorg. Chem. 125, 185—206, 1923, Nr. 3/4. [S. 1274.] BERNDT.

Kei Konno. A Study of the A_1 and A_3 Transformations in Carbon Steels by Means of a Differential Dilatometer. Science Rep. Tôhoku Univ. 12, 127—133, 1923, Nr. 2. Es wurden die Umwandlungspunkte A_1 und A_3 verschiedener Eisenlegierungen mit 0,035 bis 1,39 Proz. C mittels eines etwas abgeänderten Differentialdilatometers nach Chevenard bestimmt. Die verschiedene Ausdehnung der Probe und eines sonst gleichen Stückes Barometall betätigt einen Spiegel, dessen Bewegung mittels Fernrohr und Skala beobachtet wird. Beim A_3 -Punkte zeigte sich bei hypoeutektoiden Stählen eine Kontraktion, bei hypereutektoiden eine Expansion. Die Größe der A_1 -Umwandlung ergab sich proportional der Menge des vorhandenen Kohlenstoffs. Unter der von Honda gemachten Annahme, daß die A_1 -Umwandlung in drei Stufen: Perlit \rightleftharpoons Martensit \rightleftharpoons Austenit erfolgt, wird ein Diagramm entworfen, aus dem man die den einzelnen Stufen entsprechenden Längenänderungen entnehmen kann. BERNDT.

W. W. W. W. Wabenstruktur bei einem Stück Flußeisen (weicher Stahlform). Die Gießerei 10, 323—324, 1923, Nr. 10. Beim Vergießen eines Flußeisens mit 0,018 Proz. C, 0,018 Proz. Si, 0,65 Proz. Mn, 0,135 Proz. P und 0,048 Proz. S zeigte sich ein wabenförmiges und auf dem Boden erstarrtes Eisen einen massiven Boden und einen wabenförmigen Aufbau mit Röhren von polygonalem Querschnitt, deren Wandung oben dünn war. Erklärt wird die Röhrenbildung durch heftige Gasentwicklung infolge der Unterkühlung. Die Abplattung der ursprünglich runden Kanäle ist durch einseitige Pressung der Röhren entstanden. BERNDT.

Adolf Fry. Die Diffusion der Begleitelemente des technischen Eis festes Eisen. Stahl u. Eisen **43**, 1039—1044, 1923, Nr. 32. Die Versuche w derart angestellt, daß Elektrolyteisenscheiben bei Temperaturen über 906° 140 Stunden im Vakuumofen in Gegenwart folgender Stoffe geglüht wurden: phosphor mit 15 und 24 Proz. P; Schwefeleisen mit 34,3 Proz. S; Siliciumeise 21 Proz. Si; Si; Eisenmangan mit 27 Proz. Mn; Mn; Eisennickel mit 23 Pro pulverisiertes Ni und Elektrolytnickel. Die geglühten Proben wurden metallogr untersucht und chemisch schichtenweise analysiert. Die Kurven, welche di hängigkeit der Konzentration von der Eindringungstiefe darstellen, wiesen bei Si eine Diskontinuität auf. Die ermittelten Höchstkonzentrationen betrugen 1,7 Proz., bei S 0,025 Proz., bei Si 3,5 Proz., bei Mn 60 Proz; bei Ni war eine sch gegenseitige Diffusion zu erkennen. Die Einwanderung des S war metallogra nicht nachzuweisen, Einschlüsse von FeS traten nicht auf. Beim Si wurde die sion stark durch die Bildung von Kieselsäurefilzen gehindert. Bei gleichzeitige wesenheit von Phosphor- und Schwefeleisen drang der S in jenes ein und vers die P-Diffusion sehr erheblich; dabei wurden auch starke Einschlüsse von FeS achtet, die noch einen eutektischen (wohl P-haltigen Bestandteil) enthielten. Diffusion wird also durch Beimengungen eines anderen Elementes stark bee Ferner folgt, daß FeS durch Eisen hindurchwandern kann, ohne wesentliche S zu hinterlassen, wofür eine Erklärung gegeben wird. Bei reiner Diffusion wird in der Randzone die Löslichkeitsgrenze der diffundierenden Stoffe nicht übersch (Ausnahme Si aus den oben erwähnten Gründen). Die Unstetigkeit der P-k erklärt sich dadurch, daß er als Element in das Eisen eintritt, hier aber zu reagiert und als solches in feste Lösung geht. Dieser Vorgang wird als Real diffusion bezeichnet; sie wirkt nach innen fort. Praktisch bildet aber auch hi Löslichkeitsgrenze die Grenze der Diffusion, da die chemischen Kräfte spru abnehmen, sobald sie erreicht ist. Technisch günstige Diffusionskurven erhält bei Benutzung eines Diffusionsmittels mit möglichst kleinen, mit dem Eisen che nicht zu stark reaktionsfähigen Molekülen. Das erklärt auch die bessere Kohlu Eisens mit Gasen, besonders mit CO.

M. Sauvageot et H. Delmas. Sur la faculté de trempe de l'acier extra- à très haute température. C. R. **176**, 1146—1148, 1923, Nr. 17. [S. 1274.] B

D. Hanson and J. R. Freeman. The constitution of the alloys of iron nickel. Engineering **115**, 667—670, 1923, Nr. 2995. Die Legierungen verschü Zusammensetzung wurden in Tiegelu aus geschmolzener Tonerde unter N herg Das Eisen enthielt 0,012 Proz C, 0,017 Proz. Si, 0,017 Proz. S, 0,014 Proz. P, 0,07 Mn, das Nickel 0,02 Proz. Verunreinigungen. Die meisten Legierungen zeigten Unterkühlung. Aus den Haltepunkten der Abkühlungskurven zwischen etwa 15 1300° wurde das Zustandsdiagramm aufgestellt, das durch mikroskopische Beobacht bestätigt wurde. Zwischen etwa 6 und 100 Proz. Ni bestehen die eben erst Legierungen aus einer kontinuierlichen Reihe von Mischkristallen. Die Kurv Erstarrungspunkte hat ein Minimum bei etwa 65 bis 70 Proz. N mit 1415°. Zw 0 und 6 Proz. Ni erfolgt unterhalb der Liquiduskurve eine Umwandlung des gebildeten δ -Eisens in die γ -Form. Durch 3 Proz. Ni wird dieser Umwandlung der bei 0 Proz. Ni bei 1400° liegt, um 100° gehoben. Die experimentell nic stimmte Soliduslinie liegt der Liquiduslinie sehr nahe. Ihr Minimum kann vie der Verbindung FeNi₂ angehören, doch zeigte sich in der Härte abgeschreckte langsam gekühlter Legierungen benachbarter Zusammensetzungen keine Diskonti

metallographisch ergab sich immer nur das Bild einer einzigen festen Lösung. Die δ - und γ -Modifikationen lassen sich auch durch Abschrecken nicht erhalten; um dies durch Vakuumätzung zu erreichen, führten bei Fe nicht zum Ziel, während sich bei Legierungen mit 1 Proz. Ni gewisse Unterschiede zeigten, die die Ergebnisse der Röntgenstrahlenuntersuchungen bestätigen, wonach δ - und γ -Eisen ein verschiedenes Raumgitter haben. — Unter Hinzunahme der Ergebnisse der Untersuchungen von D. und H. F. Hanson ist das gesamte Zustandsdiagramm der Fe-Legierungen aufgestellt.

BERNDT.

Kurnakow, G. Urasow und A. Grigorjew. Legierungen des Eisens mit Aluminium. ZS. f. anorg. Chem. **125**, 207—227, 1922, Nr. 3/4. Es wurde das System Fe-Al durch thermische Analyse, Mikrostruktur, elektrische Leitfähigkeit und Härte untersucht. Die Schmelzen zerfallen nach einiger Zeit zu Pulver, besonders bei 50 bis 60 Proz. Fe. Im Diagramm sind drei Hauptzweige zu unterscheiden: von 0 bis 49,4 Proz. Fe, 49,4 bis 57,3 Proz. und von 57,3 bis 100 Proz. Fe. Der erste, sich von 0 bis 1176° erstreckende Zweig entspricht der Kristallisation der δ -Phase; der zweite Haltepunkt (des Alumoeutektikums) liegt bei der konstanten Temperatur von 49,4 Proz. Zwischen 39,7 und 49,4 Proz. Fe erstarren feste Lösungen, deren Erstarrungswertfall sich mit zunehmendem Fe-Gehalt verringert, so daß die Legierungen mit 0 bis 49,4 Proz. Fe bei konstanter Temperatur fest werden. Die Existenz einer Verbindung FeAl_3 kann aus diesen Ergebnissen nicht gefolgert werden. Auf dem ersten Zweige (von 1176 bis 1228°) scheidet sich die Verbindung Al_3Fe_2 aus, die bei 1099 bis 1100° in die festen Lösungen δ und γ zerfällt. An der dritten Kurve scheidet sich die Ausscheidung fester Lösungen von Al im γ -Fe, deren Grenzkonzentration bei 48,6 Atomprozent Fe liegt. Diese Ergebnisse der thermischen Analyse werden auch durch die Untersuchung der Mikrostruktur und des elektrischen Leitvermögens bestätigt. Das Leitvermögen wurde bei 25 und 100° an gegossenen und ausgeglühten Stäben bestimmt. Durch das Ausglühen wird sie etwas erhöht, ohne jedoch der Charakter des Diagramms geändert wird. Mit zunehmendem Al-Gehalt nimmt die Härte rasch zu und steigt im Gebiet der δ -Phase auf 300 bis 400 kg/mm². Aus den Ergebnissen ließ sich aber das Diagramm nicht quantitativ konstruieren.

BERNDT.

Dean. The system lead—antimony. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 1683—1688, 1923, Nr. 7. Die thermische und mikroskopische Analyse von Legierungen von 0 bis 13 Proz. Sb ergab, daß sich bei der eutektischen Temperatur das Sb bis zu 2 bis 3 Proz. in Pb löst. Die eutektische Temperatur liegt bei der Abkühlung bei 245 bis 246°, bei der Erwärmung dagegen um 10° höher. Daraufhin ist das Zustandsdiagramm entworfen und angenommen, daß eine Verbindung Pb_4Sb bei 12,6 Proz. Sb entsteht, die mit ihrer festen Lösung in Pb bei 10 Proz. Sb ein Eutektikum bildet. Die Bildung dieser Verbindung erfolgt aber sehr langsam; bei der Abkühlung der Mischung wird sie nicht aus der Flüssigkeit, sondern aus dem Eutektikum zwischen Sb und fester Lösung gebildet. Infolgedessen benimmt das System so, als wenn es sich um ein Eutektikum von Sb und fester Lösung handelte, und erstarrt bei 247°.

BERNDT.

5. Elektrizität und Magnetismus.

William Gordon Brown. On the Faraday-Tube Theory of Electro-Magnetism. Proc. Edinburgh Soc. **42**, 225—246, 1922, Nr. 2. Verf. gibt eine mathematische Theorie der Kraftleitung auf vektorieller Grundlage der ursprünglichen Faradayschen Kraftlinientheorie. Die Darstellung führt auf die Maxwell'schen Gleichungen. Darüber hinaus erhält man auch die Gleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in beweglichen Körpern. Besonders wichtig erscheinen die Überlegungen, die zu einem Versuch der Erklärung der Gravitation auf Grund der Kraftlinientheorie führen. Verf. stellt vor, daß in entsprechend kleinen Raumteilen ein Überschuß an positiven oder negativen Kraftlinienzentren vorhanden sein kann, während im Mittel über makroskopische Räume ihre Zahl gleich wird. Alsdann wird ein solcher kleinster Raumteil freie Energie enthalten, die durch die Größe der elektrischen Ladungen und ihren Abstand ausgedrückt werden kann. Hieraus läßt sich das Gesetz der Gravitation ableiten; die spezifische Masse kommt dabei in Übereinstimmung mit der elektromagnetischen Masse. Letzteres führt zu Überlegungen über die Struktur des Atombaus. Man könnte auf diese Weise die Abweichungen der Atomgewichte von ganzzahligen Vielfachen des Wasserstoffatomgewichtes erklären; man könnte auch für den Zusammenhalt des Atomkerns eine Erklärung finden und endlich einige Fragen der Atomstrahlung erörtern. Im einzelnen sind diese letzteren Folgerungen nicht; durch den Tod des Verf. im Jahre 1916 wurde die weitere Ausgestaltung der Theorien vereitelt. BOED

Louis Roy. L'électrodynamique des milieux isotopes en repos, d'après Helmholtz et Duhem. 94 S. Paris, Verlag von Gauthier-Villars et Cie., 1923. P

Marcel Brillouin. Condition de similitude dans le champ électrique. Revue générale de l'Electricité **14**, 179—182, 1923, Nr. 6. Indem der Verf. in die allgemeinen Grundgleichungen des elektromagnetischen Feldes neue Funktionen und Variablen einführt, gelingt es, Bedingungsgleichungen dafür herzuleiten, daß zwischen den einzelnen Bestandteilen zweier entsprechender Versuchsanordnungen vollkommene Ähnlichkeit herrscht. Als Beispiel wird ein Versuchsmodell für die drahtlose Telegraphie ausführlich behandelt. P

M. Meuris. Un mode d'emploi peu usité des appareils de mesure électrostatiques. Bull. de la Société belge des Electriciens **36**, 100—107, 1922. Der Verf. zeigt, wie bei elektrischen Hebelmagneten das Amperemeter zugleich zur Bestimmung der gehobenen Last verwendet werden kann. Nach Revue générale de l'Electricité **14**, 2 D, 1923, Nr. 1. P

Ch. Devant. Abaques simplifiés pour le système de tarification „Binôme“. Revue générale de l'Electricité **14**, 129—131, 1923, Nr. 4. [S. 1265.] P

A. Palm. Die Glimmröhre als Spannungsnorm zur Messung von Spannungsscheitelwerten. ZS. f. techn. Phys. **4**, 233—245 und 258—270, 1923, Nr. 6. Verf. berichtet über eine ausgedehnte Reihe von Versuchen, die zum Ziel haben, die Glimmröhre als Scheitelspannungsmesser auszubilden. Wenn man eine einstufige Potentiometerschaltung benutzt und das Einsetzen der Glimmentladung genau beobachtet, so läßt sich die gesuchte Scheitelspannung sehr leicht berechnen. Dabei sind folgende Voraussetzungen zu machen: Die Zündspannung der Glimmröhre muß unabhängig sein 1. von der Häufigkeit des Glimmensetzes, 2. von dem Alter der Röhre.

an äußeren Einflüssen, 4. von der Kurvenform, 5. von der Frequenz. Zur Prüfung der Voraussetzungen werden eine Reihe von Vorversuchen mit Gleichstrom, mit Entschlägen und mit Wechselstrom gemacht. Daran schließen sich Versuche mit sehr verschiedenartigen Elektrodenformen und -anordnungen, um eine Röhre zu finden, die den Ansprüchen genügt. Bei sämtlichen Röhren bestanden die Elektroden aus Aluminium. Die besten unter ihnen wurden dann auf Frequenzabhängigkeit der Zündung in dem Bereich von 7 bis 10^6 Perioden pro Sekunde untersucht. Eine Röhrenform mit ineinanderliegenden zylindrischen Elektroden von 20 bzw. 28 mm Durchmesser mit gut abgerundeten Kanten und mit einer Füllung von 5 bis 12 mm Helium zeigte sich in dem genannten Bereich von der Frequenz unabhängig. Röhren dieser Form zeigten auch keine Beeinflussung durch Temperatur und Kurvenform. Die Ansprüche an die zeitliche Konstanz ließen sich erfüllen, wie die bisherigen Beobachtungen über einen Zeitraum von $1\frac{1}{2}$ Jahren sowohl bei häufigen kurzen Entzündungen als auch bei Dauerbelastung bis zu 3000 Stunden gezeigt haben. — Zum Schluß wird ein Scheitelspannungsmesser beschrieben, der auf den beschriebenen Verfahren aufgebaut ist. Die Spannungsteilung erfolgt durch einen festen und einen variablen Kondensator. Zu letzterem liegt die Glimmröhre parallel; er kann direkt abgelesen oder geeicht werden. Zur Anzeige des Glimmeinsatzes dient ein Telephon. Auch ein Scheitelfaktormesser läßt sich auf der gleichen Grundlage konstruieren. SAMSON.

Ed Coehn. Eine Wirkung der elektrostatischen Ladung elektrochemisch entwickelter Gasblasen. ZS. f. Elektrochem. 29, 306—308, 1923, Nr. 7. Coehn hatte in einer früheren Veröffentlichung (ZS. f. Elektrochem. 29, 1, 1923) nachgewiesen, daß elektrolytisch entwickelte Gasblasen fest an der Elektrode haften und beträchtlicher Größe anwachsen, wenn sie infolge von elektrischen Doppelschichten auf ihrer Oberfläche eine Ladung tragen, die der der betreffenden Elektrode entgegengesetzt ist, während sie schon bei geringer Größe dem Auftrieb folgen, wenn sie neutral sind oder eine Ladung von gleichem Vorzeichen wie die Elektrode besitzen. Ob die Ladung die Gasblasen annehmen, hängt von der Art und Konzentration der Elektrolyt ab und läßt sich durch den Sprudeleffekt feststellen. — In der vorliegenden Mitteilung wird eine weitere Folgerung aus dieser Erscheinung experimentell bestätigt: Ein Palladiumkathode absorbiert bei einer bestimmten Stromdichte den aus einer verdünnten Lösung von Schwefelsäure an ihr abgeschiedenen Wasserstoff restlos, während aus einer verdünnten Lösung oder aus einer Lösung von Kalilauge ein Teil des Wasserstoffs entweicht, weil die Wasserstoffbläschen im ersten Falle elektrostatisch an die Elektrode gepreßt, im zweiten von ihr abgestoßen werden. Ähnliche Erscheinungen zeigen sich bei Tantal, Eisen, Nickel. GÜNTHER-SCHULZE.

W. Förrie. Elementares Verfahren zur Bestimmung der Elektrizitätsverteilung auf dem Ellipsoid und zur Ermittlung der Kapazität einer Kugel und eines Stabes. ZS. f. math. u. naturw. Unterricht 54, 26—29, 1923. Förrie. Zur Ableitung der Elektrizitätsverteilung auf dem Ellipsoid unterwirft Verf. die Abbildung einer Kugel einer Abbildung, durch welche die Kugel in ein Ellipsoid mit den Halbachsen a, b, c verwandelt wird und stellt sich auf Grund elementarer Betrachtungen, daß die auf jedem Flächenstück der Kugel lagernde Elektrizitätsmenge sich nach der Abbildung auf dem Bilde dieses Flächenstücks vorfindet. Die elektrische Dichte σ am Punkt P ergibt sich dann aus dem Gesetz der Flächenverzerrung für einen Punkt, dessen Projektion auf der xy -Ebene vom Zentrum des Ellipsoids den Abstand p besitzt, zu $\sigma = \frac{M}{4\pi \cdot a \cdot b \cdot c} \cdot \frac{p}{r^2}$, in dem M die elektrische Ladung bedeutet. Zur Bestimmung der Kapazität

einer Kreisscheibe und eines Stabes bestimmt Verf. zunächst das Potential auf der Ellipsoidoberfläche ausgebreiteten Elektrizität im Zentrum des Ellipsoids, das jetzt ein Rotationskörper mit der Umdrehungsachse $2b$ ($2a = 2b$) ist. Es wird die Kapazität eines abgeplatteten Ellipsoids mit den Halbachsen a und b bestimmt.

$\sqrt{a^2 - b^2} : \arcsin \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}$. Die Kapazität eines verlängerten Ellipsoids mit den Achsen b und a ist $\sqrt{b^2 - a^2} : i \frac{b + \sqrt{b^2 - a^2}}{a}$. Verschwindet im ersten Ausdruck

gegen a , so erhält man die Kapazität einer Kreisscheibe (Halbmesser r) $= \frac{2}{\pi} \cdot \pi r^2$. Im zweiten Fall a gegen b vernachlässigt, so ist die Kapazität eines Stabes, Halbmesser r gegen seine Länge l klein ist: $l : 2 \ln \frac{l}{r}$. R. J.

Ch. Marry. Quelques notes à propos d'un nouveau condensateur électrique. Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. 14, 43—47, 1923, Nr. 1. Verf. beschreibt einen Kondensator, dessen Dielektrikum aus Zellonbändern, einer zelluloidähnlichen brennbaren Masse, besteht. Die Elektroden werden chemisch, gewöhnlich als Zinn- oder Silber-schicht, aufgetragen und sollen vollkommen fest am Dielektrikum haften. Als besonderer Vorteil wird hervorgehoben, daß sich die Kapazität dieser Kondensatoren gut und genau abstimmen läßt, so daß sie nicht nur in Parallelschaltung verwendet, sondern auch bequem zu Serien geschaltet werden können. In photographischen Abbildungen werden verschiedene Ausführungsformen gezeigt. R. J.

G. L. Addenbrooke. Electrical Properties of a Flint Glass of Density 2.0. Phil. Mag. (6) 45, 516—525, 1923, Nr. 267, März. Die Arbeit wurde angeregt durch eine Arbeit von Hopkinson (Phil. Trans. 1878), der bei Gläsern verschiedene Dichte D die Dielektrizitätskonstanten K maß und fand, daß K/D merklich konstant ist. Nach Eingehen auf diesbezügliche Arbeiten von Gibson, Barclay, Thorndike und Hilger geht Verf. auf seine Messungen eines Jenaer Glases (SiO_2 22%, PbO 78 Proz.) mit der Dichte 6,01, dem Brechungsindex N für die D -Linie 1,62 und der mittleren Dispersion ($C-F$ -Linie) 0,0438 näher ein. Zur Messung der Kapazität mußte eine Mischmethode benutzt werden, da von dem Glas nur Bruchstücke in genügender Verfügung standen. Die Ergebnisse, die auch in Kurven dargestellt sind, sind folgende:

	1.	2.	3.	4.	5.	6.
Dichte D	2,87	3,2	3,66	4,12	4,5	6,01
Dielektrizitätskonstante K	6,57	6,85	7,4	8,52	9,98	13,0
Brechungsindex N^2	2,35	2,45	2,58	2,85	3,0	3,68
K/N^2	2,8	2,75	2,86	3,0	3,33	3,55

Zum Vergleich zieht Verf. noch die Arbeit von E. Schott (Jahrb. d. Phys. u. Telegr. und Teleph. Aug. 1921) heran, mit dessen Werten gute Übereinstimmung herrscht. R. J.

Bedeau. Mesure de la constante diélectrique des gaz et des vapeurs par le moyen des circuits à ondes entretenues. C. R. 174, 380—381, 1922, Nr. 6. Verf. benutzt das bekannte Prinzip, die Verstimmung zweier ungedämpfter Hochfrequenzkreise in Heterodynenschaltung zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Gasen und Dämpfen zu ermitteln. Für Licht von 15°C und 75 cm Quecksilberdruck wurde gefunden: $K - 1 = 0,000586$. R. J.

van. Détermination du pouvoir inducteur spécifique de la vapeur de mercure. C. R. **175**, 147—148, 1922, Nr. 3. Verf. mißt mit Hilfe seiner im vorigen Rat angegebenen Methode die Dielektrizitätskonstante von Quecksilberdampf. Er erhält $K' = 1,00074$ bei 400°C und Atmosphärendruck. R. JAEGER.

Herweg. Über die Temperaturabhängigkeit der am ZnSCu -Phosphor bei Belichtung auftretenden Änderung der Dielektrizitätskonstanten. Zf. Phys. **16**, 23—28, 1923, Nr. 1. [S. 1330.]

Herweg. Über den Einfluß eines elektrischen Feldes auf die durch Belichtung vergrößerte Dielektrizitätskonstante des ZnSCu -Phosphors. Zf. Phys. **16**, 29—33, 1923, Nr. 1. [S. 1330.] PRINGSHEIM.

Lard Lorenz und W. Herz. Dielektrizitätskonstante und Raumerfüllung. Zf. anorg. Chem. **127**, 369—371, 1923, Nr. 4. [S. 1335.] W. HERZ.

Hann Hunkel. Temperatur, Licht- und Elektronenemission wechselstromgeglühter Wolframdrähte. Phys. ZS. **24**, 252—257, 1923, Nr. 12. Das bisher wenig behandelte Problem des Temperaturverlaufs in wechselstromdurchflossenen Drähten gewinnt durch die Versuche der Lichttelefonie und die Entwicklung der Röntgenkathoden mit Wechselstromheizung an Bedeutung. Es knüpfen sich an dieses Problem die Namen Craz, Ebeling und Corbino. Die Theorie des letzteren wollte man zu prüfen, hatte sich Verf. zur Aufgabe gemacht, und zwar sollte der Temperaturverlauf nicht, wie bisher, aus den Widerstandsschwankungen der Drähte, sondern aus dem Verlauf der Licht- und Elektronenemission bestimmt werden. Es wurden nach dem Joubertschen Verfahren punktweise Strom- und Spannungskurve sowie die Elektronenemissionskurve sowie die Lichtemissionskurve auf photographischem Wege gleichzeitig aufgenommen. Das so erhaltene Ergebnis ist dem früheren gleich und bestätigt in den Hauptpunkten die Corbinosche Theorie: Die Temperaturkurve ist wesentlich sinusförmig und in der Phase um fast $\pi/4$ gegen die Leistungskurve des Heizstromes nachteilig verschoben. Änderungen der Fadenstärke und des Vakuums beeinflussen den Phasenwinkel nicht. H. EEERT.

Hadden und R. Pohl. Über lichtelektrische Wirkung und Leitung in Kristallen. ZS. f. Phys. **16**, 170—182, 1923, Nr. 3. [S. 1329.]

Hadden und R. Pohl. Neuere Beobachtungen über den Zusammenhang zwischen elektrischer und optischer Erscheinungen. Naturwissensch. **11**, 348—354, 1923, Nr. 19. [S. 1329.] PRINGSHEIM.

Hadden und R. Pohl. Lichtelektrische Leitung und chemische Bindung. Zf. Phys. **16**, 42—45, 1923, Nr. 1. Die Beobachtungen über lichtelektrische Leitfähigkeit zeigen, was den Zusammenhang mit der chemischen Konstitution der Substanzen betrifft, vielfach gute Übereinstimmung mit der Annahme von Fajans über die Verzerrung der Elektronenhüllen der Anionen, die durch die Wirkung der Kationen hervorgerufen werden soll: je größer diese Verzerrungen sind, desto größer auch die lichtelektrische Leitfähigkeit. Die am stärksten verzerrend wirkenden Anionen sind Pb^{++} und Tl^{+} ; daran schließen sich Hg^{++} , Hg^{+} usw., am unwirksamsten Ca^{++} und As^{++} ; anderseits ordnen sich mit Rücksicht auf die steigende Verzerrung ihrer Elektronenhüllen die Anionen in eine Reihe, die mit F^{-} beginnend über Cl^{-} , O^{--} bis zu S^{--} und Se^{--} führt. Dementsprechend ist das schwach verzerrende As^{++} nur in Verbindung mit dem leicht verzerrbaren S^{--} aktiv, während

umgekehrt das stark verzerrende Pb^{++} bereits mit dem relativ schwer verzerrenden Cl^- lichtelektrisch leitende Verbindungen ergibt. Nicht in dieses Schema passen homöopolar aufgebaute Stoffe wie Diamant, Schwefel usw., die gleichwohl lichtelektrische Leitfähigkeit besitzen; hier kann der Effekt nicht durch eine Störung der Elektronenhüllen verursacht werden, sondern mag nach Ansicht der Autoren eine Phasenbeziehung bedingt sein, die zwischen den Elektronenumläufen in allen Gitter bildenden Atomen besteht.

PETER PRINGS

W. W. Coblenz and J. F. Eckford. Spectrophoto-electrical sensitivity of some halide salts of thallium, lead, and silver. *Scient. Pap. Bur. of Standards* **18**, 489—498, 1922, Nr. 456. [S. 1330.]

PRINGS

Frederick A. May. The effect of temperature on the dark current produced in a platinum-rhodamine B-platinum photoactive cell. *Phys. Rev.* **21**, 478—479, 1923, Nr. 4. Die Zelle in Gestalt eines U-Rohrs mit Pt-Elektroden, die sich in einem Ölbad erwärmt werden konnte, befand sich in einem Stromkreis bestehend aus Batterie, Galvanometer und Vorschaltwiderstand; Einzelheiten der Apparatur werden nicht mitgeteilt. Durch Erwärmung wird jede Elektrode stärker elektropositiv, so daß also Erwärmung der Anode eine Zunahme, Erwärmung der Kathode eine Abnahme der Stromstärke zur Folge hat, wobei eventuelle Stromrichtung sich umkehren kann. Bei Abkühlung der Elektroden auf die Umgebungstemperatur nimmt allmählich auch die Stromstärke wieder den normalen Wert an.

PETER PRINGS

M. A. Hogan. An electrical method for measuring the velocity of motion of water. *Engineering* **115**, 66—67, 1923, Nr. 2977. In bewegtem Wasser ist der elektrische Widerstand gegenüber ruhendem Wasser geändert. Es wurde untersucht, ob sich hierauf eine Geschwindigkeitsmessung gründen läßt. Es zeigte sich aber, daß das Verfahren zu unsicher ist. Bei kleinen Potentialdifferenzen vermindert die Bewegung den Widerstand, indem die Polarisationsprodukte an den Elektroden gespült werden (bei Wechselstrom fehlt diese Erscheinung). Bei höheren Spannungen kehrt sich die Wirkung um.

A.

H. A. Wilson. The Motion of Electrons in Gases. *Proc. Roy. Soc. London* **103**, 53—57, 1923, Nr. 720. Es wird die Bewegung von Elektronen in einem Gas untersucht, dessen Atome aus positiven Kernen bestehen, die von negativ geladenen Kugelschalen umgeben sind. Die Resultate der Theorie werden mit den von Townsend erhaltenen Resultaten über die Bewegung langsamer Elektronen in H_2 verglichen (die Untersuchungen Ramsauers bleiben völlig unerwähnt!). Es zeigt sich nach Ansicht des Verf., daß das Ergebnis der Theorie bei H_2 und N_2 eine grobe Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund bringen läßt, während bei A nicht mehr der Fall ist. Nimmt man nämlich an, daß bei Zusammenstoß zwischen Elektronen und Molekülen eine Persistenz der Geschwindigkeit stattfindet, so tritt in der von Townsend zur Berechnung der freien Weglänge λ von Elektronen

benutzten Gleichung an die Stelle von λ der Ausdruck $\frac{\lambda_0}{1 - \cos \varphi}$, wobei λ_0 die

konstant angenommene wahre freie Weglänge und $\cos \varphi$ der Mittelwert des Kosinus des Winkels zwischen zwei aufeinanderfolgenden freien Weglängen ist. $\cos \varphi$ wird aus dem oben erwähnten Modell berechnet und eine verfügbare Konstante, die wesentlich den Radius der Kugelschale enthält, so gewählt, daß λ_0 mög-

stant wird. Während bei H_2 und N_2 die Wahl eines plausibeln Wertes möglich ist, ist für den nach Ansicht des Verf. λ_0 befriedigender konstant ist als λ , ist dies bei Ar nicht möglich.

MINKOWSKI.

Minkowski und H. Sponer. Über die freie Weglänge langsamer Elektronen in Gasen. ZS. f. Phys. 15, 399—408, 1923, Nr. 6. Beschleunigt man in der zur Messung der kritischen Spannungen gebräuchlichen Apparate die Elektronen zwischen Glühdraht und einem ihn eng umgebenden Netz und mißt den Strom zum Auffänger bei konstanter kleiner beschleunigender Spannung zwischen Glühdraht und Auffänger in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Glühdraht und Netz, so erhält man unterhalb der Ionisierungsspannung eine Kurve, die zunächst dem $V^{3/2}$ -Gesetz ansteigt und dann der Sättigung zustrebt, wenn die freie Weglänge der langsamen Elektronen von der Geschwindigkeit unabhängig ist. Bei Gasen in Argon ergeben sich jedoch Kurven, die bei kleinsten Spannungen ein bestimmtes Maximum und im weiteren Verlauf bei der Anregungsspannung einen scharfen Abfall zeigen. Diese Form der Kurve wird durch die von C. Ramsauer und R. W. Mayer gefundene starke Abhängigkeit der freien Weglänge langsamer Elektronen von der Geschwindigkeit erklärt. Infolge der immer kleineren freien Weglänge der langsamen Elektronen müßte der Strom im Anfang der Kurve sinken; das Maximum im Anfang ergibt sich durch eine Überlagerung dieses Abfalls und des Anstiegs nach dem $V^{3/2}$ -Gesetz. Der Anstieg bei der Anregungsspannung rührt daher, daß die bei der Anregung gebildeten Elektronen der Geschwindigkeit Null wieder eine große freie Weglänge haben. In He und Ne aufgenommene Kurven zeigen denselben Verlauf, sind jedoch wesentlich schwächer ausgeprägt, was in Übereinstimmung mit Ramsauers Befunden bei diesen Gasen ist. In Kr und Xe ist der Verlauf ähnlich wie bei Ar. Es ergibt sich also, daß auch in Kr und Xe die freie Weglänge langsamer Elektronen in hohem Maße von der Geschwindigkeit abhängt wie in Ar. Die erste Anregungsspannung liegt bei Kr zwischen 8 und 9 Volt, bei Xe zwischen 7 und 8 Volt.

MINKOWSKI.

Pedersen. Über die Theorie der Stoßionisation. Jahrb. drahtl. Telegr. 15, 289—299, 1920, Nr. 4. An den Formeln der Townsendschen Theorie der Stoßionisation muß, wie schon Norman Campbell (Phil. Mag. (6) 23, 400, 1912) bemerkt hat, eine Korrektur angebracht werden, die dem Umstande Rechnung trägt, daß ein beliebiges frei gemachtes Elektron unter den Voraussetzungen der Theorie keine Geschwindigkeit besitzt, also Stoßionisation erst hervorrufen kann, wenn es den Weg $l_0 = V_0/X$ (V_0 Ionisierungsspannung, X Feldstärke) durchlaufen hat. Die Theorie wird unter Berücksichtigung dieser Tatsache durchgeführt. Es ergibt sich unter der Annahme, daß keine negativen Ionen vorhanden sind, an Stelle der Townsendschen Beziehung $n_a/n_0 = e^{a\alpha}$ (n_0 Zahl der aus der Kathode freigesetzten Elektronen, n_a Zahl der in die Anode eintretenden Elektronen, a Abstand Kathode—Anode, α Anzahl von ionisierenden Zusammenstößen pro Zentimeter Bahn des Elektrons) die Beziehung $n_a/n_0 = e^{\gamma a(a-l_0)}$, wobei γ eine Funktion von l_0/I ist (I mittlere freie Weglänge des Elektrons). Eine Auswertung einer Meßreihe von Townsend in atmosphärischer Luft ergibt für V_0 rund 16 Volt, während aus der Townsendschen Formel rund 20 Volt folgt. Auch jetzt ist der Wert also noch erheblich höher als der direkt gemessene.

MINKOWSKI.

R. Ayres. The Ionization by Collision of Hydrogen, Nitrogen and Argon. Phil. Mag. (6) 45, 353—368, 1923, Nr. 266, Febr. Aus Messungen in Wasserstoff, Stickstoff und Argon werden die Anzahlen von ionisierenden Zusammenstößen

pro Zentimeter Bahn negativer und positiver Ionen nach der Townsendschen Ionisationstheorie besonders im Bereich $X/p = 5$ bis $X/p = 60$ (X Feldstärke, p in mm Hg) ermittelt. Die Werte stimmen im allgemeinen mit den Resultaten früherer Beobachter überein. In Argon ergeben sich für kleine Werte von X/p geringere Werte als die früher gefundenen. Während Wasserstoff und Stickstoff gegen Verunreinigungen sehr unempfindlich sind, machen sich bei Argon Spuren von Verunreinigungen bemerkbar; diese erhöhen auch die verhältnismäßig niedrige Entladungsspannung.

MINK

Georges Dejaridin. Sur l'ionisation de la vapeur de mercure en présence d'argon. C. R. 175, 1203—1206, 1922, Nr. 24. Läßt man Elektronen verschiedener Geschwindigkeit Gemische von A und Hg durchlaufen, so beobachtet man die Unstetigkeit des Stromes bei 10,4 Volt (Ionisation von Hg), die nächste bei 11,3 Volt (Anregung von A). Oberhalb 11,3 Volt erhält man im Spektralbereich 3600 bis 4000 Å bei genügender Expositionsdauer die starken Linien des Hg-Bogenspektrums. Bei weiteren Steigern der Geschwindigkeit tritt bei einer bestimmten, von den Gasdruck und der Apparatform abhängigen Spannung starker Anstieg des Stromes infolge des Ladungszusammenbruchs und eine Leuchterscheinung in der Nähe der Elektroden auf. Bei einem Hg-Druck von $1,5 \cdot 10^{-3}$ mm liegt ohne A diese Spannung bei 16 Volt. Bei dem benutzten Apparat, sinkt dann bis 11,6 Volt bei 1,5 mm A und steigt auf 12,5 Volt bei 8 mm A. Frühere Messungen in Gemischen von He und Hg ergeben, daß hier bei He-Zusatz diese Spannung stets höher liegt als im Hg-Dampf. Das Spektrum der Leuchterscheinung in diesem Zustand setzt sich aus dem Bogenspektrum des Hg und dem roten A-Spektrum zusammen. Das letztere wird bei 15 Volt beträchtlich verstärkt. Oberhalb 20 Volt erscheint die Funktion 3984 von Hg, oberhalb 35 Volt das blaue Spektrum des A.

MINK

Leonard B. Loeb. The influence of variable electron mobilities on the formation of negative ions in air. Phys. Rev. (2) 21, 384, 1923, Nr. 3. Nach der Verf. früher (s. diese Ber. 2, 1147, 1921) gezeigt hat, daß die anomale Beweglichkeitskurve negativer Ionen in Luft qualitativ in Übereinstimmung ist mit einer vereinfachten Form einer von J. J. Thomson hergeleiteten Gleichung, die sich auf die Annahme gründet, daß ein Elektron erst nach einer größeren Anzahl von Zusammenstößen mit Gasmolekülen an einem von diesen haften bleibt und ein negatives Ion bildet, ist es ihm jetzt gelungen, nach Messung der Beweglichkeit von Elektronen und negativen Ionen unter möglichst ähnlichen Bedingungen zu zeigen, daß die Beweglichkeitskurve der negativen Ionen durch die strenge Gleichung von J. J. Thomson befriedigend dargestellt wird. Für die Zahl der Zusammenstöße, die das Elektron an einem Molekül haften bleibt, ergeben sich Werte zwischen 10^4 und $1,80 \cdot 10^6$.

MINK

K. H. Kingdo and Irving Langmuir. Thermionic phenomena due to alkali vapors. Part I. Experimental. Phys. Rev. (2) 21, 380—381, 1923, Nr. 3.
Irving Langmuir and K. H. Kingdon. Thermionic phenomena due to alkali vapors. Part II. Theoretical. Phys. Rev. (2) 21, 381, 1923, Nr. 3. Kurzer Bericht über eine ausführliche Arbeit.

MINK

Herbert E. Ives. Positive rays in alkali metal vapor thermionic tubes. Phys. Rev. (2) 21, 385, 1923, Nr. 3. Bei Anwesenheit von Alkalimetall in einem Glühelektronenrohr tritt außer der Elektronenemission auch ein Strom positiver Ionen auf.

Glühdraht auf, der bei niedrigen Glühtemperaturen viele Male stärker als der Elektronenstrom sein kann. Der Elektronenstrom, der im allgemeinen herabgesetzt wird, wird bei höheren Glühtemperaturen infolge der Raumladungszerstörung durch positive Ionen in einem begrenzten Spannungsbereich beträchtlich erhöht. Da bei Tauchen des Rohrs in flüssige Luft der Effekt des Metalls verschwindet, wird angenommen, daß die Anwesenheit der Metaldämpfe die Ursache der Erscheinungen ist.

MINKOWSKI.

Günther-Schulze. Die Zündspannung der Quecksilbergleichrichter. *Ann. f. Elektrot.* 12, 121—124, 1923, Nr. 2. Unter Zündspannung ist diejenige Spannung verstanden, die bei einem im Betriebe befindlichen Gleichrichter in jedem Anodenarm im Beginn jeder Phase der Durchlässigkeit zum Einleiten des Lichtbogens erforderlich ist. Es wurde die Abhängigkeit dieser Zündspannung vom Quecksilberdampfdruck im Gleichrichter, von der Länge der Anodenarme und von der Temperatur der Anoden untersucht. Vom Quecksilberdampfdruck ist die Zündspannung der gleichen Art, aber in viel höherem Maße abhängig wie die Lichtbogenspannung, die bei sehr geringen Drucken ist sie groß, nimmt mit zunehmendem Druck bis zu einem Minimum ab und wächst bei weiter steigendem Druck wieder bis zu hohen Werten an. Der Betrag, um den die Zündspannung über der Lichtbogenspannung wächst, wächst mit der Länge der Anodenarme stark an. Bei kalter Anode liegt die Zündspannung bei geringen Drucken tiefer, bei höheren Drucken dagegen höher als bei heißer Anode.

GÜNTHER-SCHULZE.

Emann Schüler. Über eine quantitative Beziehung beim normalen Kathodenfall von Glimmentladungen. *Phys. ZS.* 24, 259—261, 1923, Nr. 12. In der Zeichnung sind die Voltzahlen des normalen Kathodenfalls bei Glimmentladungen als Ordinaten eingetragen worden. Man sieht, daß die Werte sich an einzelnen Stellen häufen und daß diese Häufungsstellen eine bestimmte mittlere Voltdifferenz voneinander haben. Um dies besser hervorzuheben, werden Parallelen im Abstände 13,3 Volt (Ionisierungsspannung des H_2) zur Abszisse gezogen. Die Grundparallele ist bei 68 Volt (Mg) gezogen worden. Alle elf eingetragenen Werte liegen in der Nähe der Parallelen. Die zur Gruppe Cu, Ag, Au gehörigen Voltzahlen liegen unter den Parallelen, haben aber untereinander wieder die Differenzen $32 \sim 2.164$. Beim Helium liegen zwei Werte vor und es wird auf den möglichen Einfluß geringer O_2 -Mengen hingewiesen. Daß auch bei den Elementen höherer Gruppen des periodischen Systems ähnliche Gesetzmäßigkeit auftritt, läßt eine zweite Figur erkennen. Es wurden Parallelen im Abstände 13,3 Volt (Ionisierungsspannung des H-Atoms) zur Abszisse gezogen. Als Grundlinie ist 128 Volt Fe angenommen. Es wurde auch hier wieder festgestellt, daß der normale Kathodenfall sich aus den Ionisierungsspannungen des Metalls aufzubauen scheint und daß, obwohl spezielle Metallkonstanten keine primäre Rolle spielen, doch das Metall irgend einen Einfluß auf die Glimmentladung zu haben scheint. Die Gesetzmäßigkeit, die beim H_2 zum Ausdruck kommt, ist auch beim He und N_2 andeutungsweise vorhanden. Beim He finden die an Al erhaltenen normalen Kathodenfallwerte 141 und 164 Volt eine Deutungsmöglichkeit. Die Differenz beträgt 23 Volt, die in Frage kommende Ionisierungsspannung des He ist 24,47 Volt. Aus diesen Zahlen und Tabellen ersieht man noch, daß die Elemente der gleichen Kolonnen des periodischen Systems bei den verschiedenen Gasen ihre Stellung zueinander ändern können. Betrachtet man zwei normale Kathodengefälle, z. B. H_2 an Zn 184 und an Cu 100 Volt, so kann infolge seiner höheren Voltgeschwindigkeit das einzelne primäre Elektron bei der Entladung mit Cd-Elektroden mehr Kanalstrahlen erzeugen als ein Elektron bei der Entladung mit Zn-Elektroden; daher wird das Verhältnis der bei

einem bestimmten Strom durch einen bestimmten Querschnitt gehenden, primär der Kathode ausgelösten Elektronen zum Gesamtstrom beim Zn größer als bei Cd oder wenn man die Kanalstrahlen als Ursache der an der Kathode ausgelösten Elektronen betrachten will, so entsprechen einer bestimmten Anzahl ausgelöster Elektronen bei Cd mehr ankommende positive Ionen als beim Zn. G

H. M. Terrill. Velocity loss of cathode rays in matter. Phys. Rev. 476—477, 1923, Nr. 4. Kurze Notiz. Ein Vakuumrohr mit Coolidgekathode wird mit hochgespanntem Gleichstrom gespeist. Das Elektronenbündel durchdringt eine Metallfolie, wird in einem Magnetfeld abgelenkt und fällt durch einen festen Auffänger auf eine Auffängerplatte (ähnlich wie im Apparat von Whiddington). Nach Durchgang durch das Metall war das Bündel nicht mehr homogen, das Geschwindigkeitsspektrum wurde mit einem Goldblattelektrometer ausgemessen. Die erhaltenen Verteilungskurven zeigten ein Maximum in der Nähe der größten Geschwindigkeit, die Geschwindigkeit im Maximum wurde als effektive Geschwindigkeit des Bündels angenommen. Das Gesetz von J. J. Thomson, nach dem die Differenz der Potenzen von den Geschwindigkeiten beim Ein- und Austritt proportional zur Schichtdicke sein soll, war gut bestätigt. Die Proportionalitätskonstanten, die für verschiedene Metalle erhalten wurden, sind, mit 10^{-43} multipliziert: Beryllium 0,94, Aluminium 1,0, Kupfer 4,5, Silber 5,3, Gold 11,2. Sie sind den Dichten der betreffenden Metalle proportional. J. Holt

W. Schottky. Über kalte und warme Elektronenentladungen. ZS. f. Phys. 14, 63—106, 1923, Nr. 2. Unter der Annahme, daß sich die Elektronen in einem Metalle wie ein ideales Gas verhalten, und daß die Austrittsarbeit an der Oberfläche des Metalles durch elektrostatische Oberflächenfelder bedingt wird, folgende Erscheinungen diskutiert, die mit dem erzwungenen Austritt von Elektronen aus Metallen zusammenhängen: 1. Die Erhöhung der thermischen Sättigungsströme durch starke Felder. 2. Größenordnung und Charakter der von Lilienfeld beobachteten autoelektronischen Entladung. 3. Elektronenübergang bei kurzen Trennstrecken. 4. Die Wirkungsweise der Kristalldetektoren. 5. Die Wirkungsweise von Mikrofonkontakten. Die Betrachtung der Oberflächenfelder, die unter Zuhilfenahme anschaulicher modellmäßiger Überlegungen erfolgt, ergibt für den Maximalwert der Oberflächenfeldstärke beim Durchgang eines Elektrons nach außen einen Maximalwert von etwa 10^8 bis 10^9 Volt/cm. Dabei zeigt sich, daß dieser Maximalwert numerisch gleich dem vierten Teil der Kraft ist, die ein einwertig geladenes Gitteratom von seinem nächsten Nachbar im Kristallgitter des betreffenden Metalles erfährt. Die Wirkung eines starken äußeren Feldes, das die natürlichen Kräfte ganz oder teilweise aufhebt, die ein Elektron beim Austritt aus der Metalloberfläche erfährt, wird zunächst für die Erhöhung der thermischen Sättigungsströme unter Verweis auf frühere Arbeiten des Verf. (Phys. ZS. 15, 872—879, 1914; 20, 227—229, 1919; d. Radioakt. 12, 200—205, 1915) kurz diskutiert und der Übergang von der thermischen Glühelktronenemission zur kalten Entladung bei sehr starken Feldern theoretisch hergestellt. Dabei wird für starke Felder ($> 10^6$ Volt/cm) der Einfluß submikroskopischer Unebenheiten der Oberfläche (zwischen 10^{-5} und 10^{-8} cm) untersucht. Dem Ergebnis, daß die maximale Feldstärke an exponierten Punkten der Oberfläche etwa zehnmal so groß anzunehmen ist, als die aus der makroskopisch unterstellten Oberflächengestalt folgende. Die autoelektronische Entladung von Lilienfelds läßt sich zu einem guten Teil durch die „elektronische Spitzenwirkung“ der submikroskopischen Unebenheiten erklären, sie erscheint jedoch als so komplexer Effekt, daß der

gleich mit den theoretischen Voraussagen schwierig erscheint. Die Mitwirkung positiver Ionen bei der Entladung erscheint nicht unmöglich; ihre Annahme könnte zur Erklärung der beobachteten weichen Röntgenstrahlen an der Kathode herangezogen werden. Es werden dann die Beobachtungen über Elektronenübergang bei den Trennungsstrecken besprochen, und im Gegensatz zu den älteren Untersuchungen von Schottky, bei denen ein sekundärer Effekt durch Oberflächenschichten angenommen wird, das Bestehen eines reinen Effekts anerkannt, bei dem ebenfalls die elektronische Mikrophonwirkung eine wesentliche Rolle spielt. Bei der folgenden Behandlung der Wirkungsweise der Kristalldetektoren wird qualitativ eine Form der Charakteristik erörtert, die mit den von Huizinga gefundenen Kurven übereinstimmt. Nachdem der Übergang von vollständiger Nichtleitung zu vollständiger Leitung auf unmeßbar kurze Abstände ($\sim 10^{-8}$ cm) erfolgt, was auch aus den Versuchen Rohmanns hervorgeht, wird im Zusammenhang mit der Spitzentheorie eine Theorie der Mikrophonwirkung aufgestellt, bei der angenommen wird, daß der jeweils wirksame Mikrophonwiderstand durch den Übergangswiderstand im Innern der beiden Leiter in der nächsten Umgebung der submikroskopisch kleinen Kontaktstellen bedingt wird. Der Übergangswiderstand ist pro Kontaktstelle bei Kohle von der Größenordnung 10^7 Ohm, bei Pt 10^8 Ohm; bei Annahme einer plausiblen Zahl von Kontaktstellen läßt sich daraus die Eignetheit guter Leiter für Mikrophonkontakte folgern. Der Unterschied zwischen Detektor- und Mikrophonwirkung wird darin gesehen, daß bei Detektorwirkung eine „anzuwahrende“ atomare, nichtleitende Schicht vorhanden ist. Bei der Detektorwirkung handelt es sich um einen Elektronenübergang über kurze Trennungsstrecken, dessen Verlauf Größe und Steilheit der Austrittsarbeiten maßgebend sind; bei der Mikrophonwirkung sind die submikroskopischen Unebenheiten ausschlaggebend. Zum Schluß werden die Voraussetzungen der Theorie vom neueren atomistisch-quantentheoretischen Standpunkt besprochen und umgedeutet.

MINKOWSKI.

L. Lilienfeld. Einiges Experimentelle zur autoelektronischen Entladung. ZS. f. Phys. 15, 46—50, 1923, Nr. 1. Es werden die Resultate einiger Versuche mitgeteilt, die dem Verf. nicht ganz mit den Ergebnissen der vorstehenden Arbeit von Schottky verträglich erscheinen. Zunächst wird berichtet, daß bei Versuchen über autoelektronische Entladung, bei denen die Spitze als Thermoelement gebildet war, festgestellt wurde, daß eher auf eine Abkühlung der Spitze geschlossen werden muß. Das erscheint mit der Annahme der Mitwirkung positiver Ionen nicht verträglich. Weiter werden zwei Entladungscharakteristiken mitgeteilt, die bei verschiedenen Elektrodenabständen aufgenommen sind, und aus denen Verf. eine neue Begründung seines Satzes abliest, „daß für ein gegebenes Material ein bestimmter, richtiger Potentialsprung in einem eine bestimmte kleine Größe nicht übersteigenden Abstand von der Kathode notwendig ist — im Gegensatz zu einer starken, auf eine unendlich kleine Nähe der Kathode beschränkten Kraft —, um die Freimachung der Elektronen einzuleiten“. Bei kleinsten Abständen soll entweder etwas Neues hinzukommen (Wirkung von Staub oder Ineinandergreifen von Elektronenwolken), oder der Übergang soll bestehen bleiben; im letzten Falle wäre auch bei kleinsten Abständen der Stromübergang der richtigen Größenordnung nicht zu verwirklichen. Eine bemerkenswerte Eigentümlichkeit der Kurven ist ihr annähernd paralleler Verlauf auf einer Strecke.

MINKOWSKI.

Schottky. Bemerkungen zu der vorstehenden Notiz von Herrn Lilienfeld. ZS. f. Phys. 15, 51, 1923, Nr. 1. Der in der vorstehenden Arbeit mitgeteilte Abkühlungseffekt ist nach Ansicht des Verf. nicht ausreichend, um die Mitwirkung

positiver Ionen auszuschließen. Der durch die Charakteristiken unterstützte Sa
Lilienfeld hat gerade die Annahme eines durch positive Ionen bedingten „Kat
falls“ nahegelegt. Eine Stellungnahme zu den anderen Eigentümlichkeiten der
erscheint Verf. in Anbetracht ihres provisorischen Charakters noch nicht zweck
Der gestellten Alternative gegenüber wird die dritte Möglichkeit: Einsetzen der
Entladung bei bestimmten Potentialgradienten an der Oberfläche nach wie vor au
erhalten.

MINK

Herbert E. Ives. The variation of contact potential difference with
perature in potassium, measured photoelectrically. Phys. Rev. (2) 2
1923, Nr. 4. [S. 1331.]

PRING

H. D. Smyth. The Ionising Potentials of Nitrogen and Hydrogen.
111, 810, 1923, Nr. 2798. [S. 1286.]

MINK

Arthur H. Compton and Oswald Rognley. Is the atom the ultimate mag
particle? Phys. Rev. (2) 16, 464—476, 1920, Nr. 5. Einfluß der Magnetisieru
eines Kristalls auf die Stärke der Reflexion von Röntgenstrahlen. Th
Die Stärke der Reflexion von Röntgenstrahlen an einem Kristall hängt ab a) v
Anordnung der Atome innerhalb des Kristalls, b) von der Anordnung der Elek
innerhalb des Atoms. Wenn das kleinste magnetische Teilchen eine Atomgrup
(wie ein chemisches Molekül), dann wird die Magnetisierung des Kristalls die
tierung der Gruppe und deshalb die Lage der einzelnen Atome verändern. Wer
kleinste magnetische Teilchen das Atom ist, dann ändert Magnetisierung die
tierung des Atoms und beeinflußt deshalb die Anordnung der Elektronen. In
beiden Fällen muß die Magnetisierung eines Kristalls von einer Änderung der
eines Röntgenstrahlenbündels, das an der Oberfläche reflektiert wird, begleitet
Um zu untersuchen, ob eine solche Änderung sich zeigt, wurde folgende Vers
anordnung gemacht, die eine Nullmethode darstellt. — Die Ionisierung, v
ein an einem Magnetitkristall reflektierter Röntgenstrahl hervorruft, wird ausgeg
durch jene Ionisierung, welche eine Röntgenstrahlung der nämlichen Wellenlän
zeugt, der an Steinsalzkristall reflektiert wird. Die eine Ionisierungskammer
positive, die andere negative Spannung; ihre Elektroden waren mit dem näm
Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden. Wenn der Ionisierungsstrom in
Kammern der nämliche war, zeigte das Elektrometer keine Ablenkung. Die Rön
strahlen konnten durch verschiebbare Al-Absorptionskeile vollkommen gleich ge
werden. — Coolidgeöhre mit Molybdän-Antikathode. — Die α -Linie erster Ord
von Mo ($\lambda = 0,721 \text{ \AA.-E.}$) wurde immer in die Kammer J' (Steinsalzkristall) ge
während verschiedene Ordnungen der nämlichen Linie durch den Magnetitk
(natürliche Fläche 111) in die Kammer J reflektiert wurden. Auf diese Weise ko
Änderungen der relativen Intensität bis auf 1 Proz. erkannt werden. — Der Mag
kristall konnte mit dem benutzten Magneten nur bis auf $\frac{1}{3}$ gesättigt werde
Ergebnis: Die Intensität eines Röntgenstrahlenbündels, das an einem Magnetitk
reflektiert wurde, wird höchstens um weniger als 1 Proz. in den ersten vier Ordn
geändert, wenn der Kristall bis auf $\frac{1}{3}$ seiner Sättigung senkrecht zur reflektier
Fläche magnetisiert wird; das gleiche gilt bei Magnetisierung parallel zur reflekt
den Fläche für die dritte Ordnung. — Besprechung dieses negativen Ergeb
Eine erste Annahme: „Das kleinste magnetische Teilchen ist das Molekül“, is
vorstehendem Ergebnis nicht vereinbar. Wenn die Atome durch die Magnetisieru
nur um $\frac{1}{300}$ ihres gegenseitigen Abstandes verschoben würden, so hätte sich
wahrnehmbare Wirkung zeigen müssen. Diese Versuche beweisen demnach den S

Compton und Trousdale (Phys. Rev. 5, 315, 1915) strenge, daß der Elementarquant nicht eine Atomgruppe sein kann. — Ebensowenig war es möglich, das negative Ergebnis des Versuches auf Grund einer zweiten Annahme: „Das Atom als kleinstes magnetisches Teilchen“ zu erklären. — Es bleiben nur zwei weitere Annahmen übrig: „Das kleinste magnetische Teilchen ist entweder der positive Kern oder das Elektron selbst.“ Jede dieser beiden Vorstellungen ist mit dem negativen Versuchsergebnis im Einklang. Hilfsbetrachtungen begünstigen aber die Annahme, daß das Elektron selbst der wahrscheinliche Elementarmagnet ist. Stöckl.

van Rolf. Zur Frage der Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt. Jahrb. drahtl. Telegr. 127—129, 1922, Nr. 2. Bei der Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Rahmenantennen nach Esau (Jahrb. 14, 271—281, 1919) tritt eine Größe A auf, die nur von der Windungszahl der Spule abhängt und deren Berechnung für größere Windungszahlen umständlich wird (Strassersche Transzendente). Tafeln für diese Größe sind daher nur bis zur Windungszahl 25 bekannt. — Es wird darauf hingewiesen, daß sich die Größe A mit Hilfe der Eulerschen Summationsformel relativ leicht ausdrücken läßt. Die Einsetzung in die Esausche Formel führt zu einer Funktion F der Windungszahl, welche sich für sehr große Windungszahlen einer Grenzwert nähert. Eine Tabelle enthält die Werte für F bis hinauf zu Windungszahlen, für die F den Grenzwert praktisch erreicht. Zickner.

Esau. Über den gegenseitigen Induktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen. I. Jahrb. drahtl. Telegr. 16, 257—276, 1920, H. 4. Die bekannten Formeln für den Gegeninduktivitätskoeffizienten einiger einfacher Leiterformen (zwei parallele Drähte, zwei konaxiale Kreise in gleicher Ebene und in verschiedenen Ebenen, zwei Quadrate in entsprechenden Lagen) werden so umgeformt, daß sie als Produkt einer einfachen Bestimmungsgröße des Leiters (Drahtlänge, Kreisumfang, Seitenlänge des Quadrates) mit einem Faktor S erscheinen, der in kompakter Weise von den Dimensionen der Leiter und ihrem Abstand voneinander abhängt. Durch Reihenentwicklung von S läßt sich die zahlenmäßige Berechnung vereinfachen. Sie ist für eine Anzahl verschiedener Leiterdimensionen durchgeführt in Tabellen- und Kurvenform dargestellt. — Sinnstörende Druckfehler erschweren teilweise die Lektüre der Arbeit. Zickner.

Esau. Über den gegenseitigen Induktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen. II. Einlagige Zylinderspulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt. Jahrb. drahtl. Telegr. 17, 83—97, 1921, Nr. 2. Für die gegenseitige Induktivität zweier Spulen der angegebenen Form wird ein allgemeiner Ausdruck mitgeteilt, in dem eine Reihe von Spezialfällen enthalten ist, die den verschiedenen Abmessungen und Lagen der Spulen zueinander entsprechen. Die Formel gilt unter der Voraussetzung, daß die Verhältnisse

$$\frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Durchmesser}}, \quad \frac{\text{Abstand}}{\text{Durchmesser}} \quad \text{und} \quad \frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Abstand}}$$

kleiner als 0,3 bleiben. — Vernachlässigt man die Ganghöhe gegen Abstand und Spulendimensionen, so ergeben sich Näherungsformeln, die unter Benutzung der (vgl. vorst. Referat) gegebenen Tabellen bzw. Kurven eine schnelle und einfache Berechnung ermöglichen. — Endlich wird eine Reihe bekannter, für Spezialfälle gültiger Formeln (Rosa, Lorenz, Maxwell) mit der hier angegebenen ver-

glichen. Da die älteren Formeln die Ganghöhe vielfach unberücksichtigt lassen, nur unter der Voraussetzung kleiner Ganghöhe gelten, so wird die Übereinstimmung meist um so besser, je kleiner die Ganghöhen gewählt werden. Zi

A. Esau. Über den Selbstinduktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen. III. Einlagige Flachspulen bzw. einlagige Zylinderflachspule. *Jahrb. drahtl. Telegr.* **17**, 179—193, 1921, Nr. 3. Die Überlegung beruht offenbar auf einem Irrtum. Es handelt sich nicht um die Selbstinduktion, sondern um die gegenseitige Induktion zweier konaxialer Flachspulen, sowie einer Zylinderspule und einer konaxialen Flachspule. Aus zwei allgemeinen Formeln, entsprechend den Abmessungen der Spulen und ihrer Lage zueinander, eines spezielleren Ausdrücke hergeleitet. Ferner werden Näherungsformeln angegeben, deren zahlenmäßige Auswertung durch früher bereits (vgl. vorvor. Referat) veröffentlichte Kurven und Tabellen vereinfacht wird. — Unter Benutzung ebenfalls angegebener Formeln für die Selbstinduktion von Zylinder- und Flachspulen läßt sich der Kopplungskoeffizient in einfacher Weise berechnen. — Die Gegeninduktivität einer Flachspule ist kleiner als die von Zylinderspulen gleicher Dimensionen (mit gleichem Durchmesser, Ganghöhe, Windungszahl) im gleichen Abstände der Spulenmitten. — Wenn eine Zylinder- und eine Flachspule liegt die Gegeninduktivität in der Mitte zwischen den für zwei Zylinderspulen und zwei Flachspulen gültigen Werten. Zi

A. Esau. Über die gegenseitigen Induktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen. IV. Einlagige Spulen mit quadratischem oder rechteckigem Windungsquerschnitt (Rahmenspulen). *Jahrb. drahtl. Telegr.* **17**, 242—255, 1921, Nr. 4. Für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt (Rahmenantennen) wird eine allgemeine Formel angegeben, welche eine Reihe von Spezialfällen einschließt, die den verschiedenen möglichen Lagen der Spulen zueinander, sowie ihren Dimensionierungen entsprechen. Für praktische Zwecke wird eine Näherungsformel daraus abgeleitet, nach der die Zuhilfenahme von Kurven und Tabellen (vgl. vorst. Referat über I) der gegenseitigen Induktionskoeffizient in bequemer Weise berechnet werden kann. Auch der Kopplungskoeffizient kann in ähnlicher Weise ermittelt werden. — Für den weitergehenden Fall, daß der Windungsquerschnitt nicht quadratisch, sondern rechteckig ist, sind ebenfalls eine Reihe für spezielle Fälle gültiger Formeln angegeben. Zi

Walter König. Einige Bemerkungen zur Metallreflexion. *Ann. d. Phys.* (4) **71**, 65—71, 1923, Nr. 9/12. [S. 1320.] 8

E. Raynaud-Bonin. Radiotélégraphie, radiotéléphonie, radioconcert. *Sci. figures.* 178 S. Paris, Verlag von Gauthier-Villars et Cie., 1923. I

Ralph Brown. Radio transmission measurements. *Proc. Inst. Radio Engrs.* **115—152**, 1923, Nr. 2. Nach allgemeinen Betrachtungen über Meßmethoden für radiotelegraphischen Größen werden zunächst zwei Meßanordnungen für Empfindlichkeitsstärken beschrieben, eine für lange und eine für kurze Wellen. Die erste in England herrührende besteht aus der Rahmenantenne, dem Überlagerungsersatz (Filter, Hochfrequenzverstärker, Detektor, Niederfrequenzverstärker) und aus dem Lokalsenderkreis; ein Nebenschlußwiderstand zu letzterem liegt im Rahmen. Der Lokalsender wird auf die Empfangsfrequenz eingestellt, und sein Strom durch eine aus rein Ohmschen Widerständen bestehende „künstliche Leitung“ in meßbarer Weise geschwächt werden, bis ankommende und lokale Signale di-

höhe und Lautstärke ergeben. Die Endformel für die effektive Feldstärke in Volt pro Meter enthält außer Apparatkonstanten nur den Strom im Lokalsender, während Widerstand, Kapazität und Induktivität des Rahmens nicht bekannt sein brauchen. Für kurze Wellen speziell geeignet ist die Meßmethode von S. Hier wird der lokale Zeichengeber nicht auf dieselbe Frequenz eingestellt wie die ankommende Welle, sondern auf eine solche, die um denselben Betrag höher oder tiefer ist, als die des Überlagerungssenders, wie dessen Frequenz bereits höher oder tiefer ist, als die zu empfangende. Die lokalen und ankommenden Signale geben mit Hilfe des Überlagerers dieselbe Schwebungsfrequenz, und zwar zunächst erst eine Zwischenhochfrequenz von 45 000 Perioden, welche mehrere Verstärkerstadien passiert und schließlich durch einen Niederfrequenz-Detektorkreis einem Meßinstrument zugeführt wird. Der in sich geschlossene Rahmenkreis ist bei dieser Anordnung mit dem Empfangssatz und einem Nebenschlußwiderstand des Lokalsenders in Reihe geschaltet. Zur Ermittlung der Feldstärke ist in diesem Falle die Kenntnis der Rahmenkonstanten nötig, ebenso die anderer Apparatkonstanten, welche in Funktion der Wellenlänge in Kurvenform gegeben sind. Diese Meßanordnung ist sehr weitgehend durchgebildet (z. B. als Schiffs- und Autostation); eine Meßreihe, bei welcher sich die sendende Station mit einem Dampfer entfernt, zeigt eine gute Übereinstimmung der Abnahme der Intensität mit der Entfernung mit der Formel von Austin-Cohen. Den dritten Teil der reich illustrierten Arbeit bildet die Beschreibung einer Meßanordnung der Stärke der Störgeräusche bei drahtloser Telephonie. Wird zu diesem Zwecke zunächst eine „künstliche Sprache“ eingeführt in Form eines Tones, welcher in der Sekunde 10mal zwischen einer Höhe von 600 und 1000 Schwingungen schwankt. Läßt man in dem auf 57 000 Perioden eingestellten Meß-Signalkreis eines der oben beschriebenen Feldstärkemeßgeräte einen Kondensator rotieren, wodurch eine Variation zwischen 56 600 und 57 400 Perioden herbeigeführt werden möge, so entspricht dies den ankommenden Wellen eines Telephonierers, welcher mit Unterdrückung der Trägerwelle von 56 000 Perioden und der beiden Seitenbände arbeitet. Diese künstliche Sprache wird nun so weit verstärkt, bis man sie durch die zu messende Störung gerade hindurchhört. Die Störungsanordnung ist also auf eine Messung der minimalen Feldstärke des durchzuhörenden Signals zurückgeführt. Eine Meßreihe, welche als Abzissen enthält das Verhältnis der Feldstärke der in England empfangenen amerikanischen drahtlosen Telephonworte zur Feldstärke der Störgeräusche und als Ordinaten den Prozentsatz der bei der betreffenden Verhältnisse einwandfrei empfangenen Worte, zeigt, daß bei tadellosem Empfang die Feldstärke der Signale mindestens 30mal so groß sein muß wie die der Störungen.

SÄNGEWALD.

W. Pickard. The direction and intensity of waves from European stations. Proc. Inst. Radio Eng. 10, 161—175, 1922, Nr. 3. Verf. bestimmt mit Hilfe einer Rahmen-Empfangsanordnung die Abweichungen der radiogoniometrischen Messungen von den wahren Richtungen naher und entfernter Sendestationen an der östlichen Küste von Nordamerika in der Nähe von New York. Außer den Abweichungen, welche durch Hindernisse (Berge, Gebäude) im Wege der ankommenden Signale verursacht werden, wurden Abweichungen gemessen, welche mit der Tageszeit variieren. Für die europäischen Signale (Nauen, Bordeaux) im August 1921 ergibt sich durchweg eine Ostabweichung von der Richtung der betreffenden größten Kreise. Diese gegen Ende des Monats merklich zunimmt (von etwa 5° auf 10°), wobei außer Maxima und Minima im Tagesverlaufe für jene beiden Stationen nicht zusammenhängend. Gleichzeitig wurden Messungen der Intensität ausgeführt, welche gleichfalls

gegen Monatsende bedeutend ansteigt (von 5 auf $15 \cdot 10^{-6}$ Volt/Meter für Bordeaux). Die Methode der Intensitätsmessung ist folgende: Ein lokaler Röhrensender und ein empfangender Frequenz wirkt induktiv auf einen Kreis, welcher ein Hitzinstrument und einen Widerstand enthält, von dessen Enden man über einen variablen Widerstand R und eine Taste zu den Enden eines weiteren Widerstandes (säureelastisch selbstinduktionsfrei) gelangt, welcher unmittelbar im Rahmenkreise liegt. R wird variiert, daß man bei zeitweiligem Schließen der Taste beide Sender gleichzeitig hört. — Ein Nordlicht, welches fast eine ganze Nacht andauerte, hatte weder auf die Lautstärke von Bordeaux noch auf die Peilwerte, welche letztere auf dem Sonnenlauf- und -untergang unverändert blieben.

SÄNGER

A. Poulsen. Über eine neue Definition der Dämpfung in Fernsprechkreisen. Elektrot. ZS. 44, 589—593, 1923, Nr. 25. — Zur Beurteilung der Signalübertragung wird vorgeschlagen, das Verhältnis aus dem Produkt von Spannung und Strom am Anfang und Ende eines Teiles des Fernsprechkreises zu verwenden, anstatt die bisherige Breisigsche Form von der Größe der angeschalteten Widerstände abhängig zu machen.

Es wird eine Größe $D = \ln \sqrt{\frac{V_a I_a}{V_e I_e}}$ als Dämpfung definiert, wobei V_a bzw.

(I_a bzw. I_e) Spannung (Strom) am Anfang bzw. Ende des Leitung Abschnittes bedeuten. Um auch Mikrophone und Telephone in die Betrachtungen hereinziehen zu können, werden die abgegebenen bzw. aufgenommenen Energien an Hand von Leistungsschematas errechnet und damit auch ein Vergleich der verschiedenen Apparate ermöglicht. Das Dämpfungsmaß ermöglicht. Die weitere Durcharbeitung der neuen Definition ergibt für homogene Leitungen mit angepaßten Endwiderständen die Übereinstimmung mit der Breisigschen Definition. Für inhomogene Leitungen ergeben sich einfacher Weise die bekannten Formeln für die Dämpfung, die sich aus der „Leitungsdämpfung“ und der Übergangsdämpfung zusammensetzt. Die Definition einer Dämpfung von Geber und Empfänger wird dazu benutzt, Verstärker als Kombination von Empfänger mit einem Geber zu behandeln. Die Messung der Dämpfung erfolgt in ähnlicher Weise wie bisher. Für Geber und Empfänger werden besondere Methoden angegeben.

DR.

K. Küpfmüller. Über das Nebensprechen in mehrfachen Fernsprechkreisen und seine Verminderung. Arch. f. Elektrot. 12, 160—203, 1923, Nr. 2. Es wird eine vollständige Theorie der inneren Induktion in mehrfachen Fernsprechkreisen gegeben. Die Verminderung des Nebensprechens wird durch Zusatzkondensatoren erreicht, welche auch für gewisse Frequenzbereiche die rein magnetische Induktion zu kompensieren gestatten. Die Ersatzschemata für den Kabelvierer werden nach einem Hilfssatzes zur Umwandlung vierstrahliger Sterne auch unter Berücksichtigung der Erdkapazitäten streng abgeleitet. Die elektrostatische Induktion läßt sich auch für kurze Kabellängen durch die Verbindung mit einem Kondensator veranschaulichen. Der vierfache Betrag dieser Kapazität wird beim Übersprechen als Kopplung definiert. Für den Fall des Mitsprechens ergibt der doppelte Betrag den Wert der Kopplung. Die Kopplung beim Übersprechen setzt sich aus einem Gliede, welches allein vom Übersprechen abhängt, und einem vom Mitsprechen bestimmten Gliede zusammen. Die Kopplungen hängen in nicht linearen Beziehungen mit den Teilkapazitäten zusammen. Insbesondere hängt die Kopplung von der absoluten Größe der Teilkapazitäten ab. Für kurze Kabelstücke wird die notwendige Zusatzkapazität zur Vermeidung des Mitsprechens gleich der Kopplung. Die Messung der Kopplung erfolgt, indem man die Zusatzkapazitäten bestimmt, bei denen das Nebensprechen

wird. Zweckmäßig werden die Zusatzkondensatoren zum Abgleich parallel zu Adern gelegt. — Für lange homogene Leitungen ergeben sich ähnliche Sätze. Ist sich hier eine magnetische Kopplung für die Längeneinheit definieren. Für Leitungsende kann dann ein wirksamer Kopplungsleitwert errechnet werden. Die unregelmäßige Verteilung der magnetischen Kopplung bedingte Frequenzabhängigkeit des Nebensprechens wird für verschiedene Fälle bestimmt. Für unendlich Leitungen ist die Frequenzabhängigkeit Null. Da die Kopplung bei induktiver Flussung die Dimension einer Kapazität hat, läßt sie sich, wie oben beschrieben, und durch Zusatzkondensatoren kompensieren. — Analoge Beziehungen werden für Leitungen abgeleitet. Da die Kompensation infolge der unvermeidlichen Unterschiede nicht völlig zum Ziele führt, wird praktisch die ganze Leitung zum Abgleich noch durch an den Enden angebrachte Endabgleichkondensatoren abgeglichen. — Die Meßschaltungen zur Bestimmung des Übersprechens der Kopplungen werden eingehend behandelt. DROYSEN.

Freitfeld. Ableitung und Wanderwellen. Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. 14, 14, 156—165, 1923, Nr. 2 und 3. Unverzerrt fortschreitende Wanderwellen auf Leitungen verursachen in Starkstromanlagen bei Schaltvorgängen, Erdschlüssen usw. Reflexionen und durch die steile Wellenstirn Überspannungsschäden. An dem Beispiel des Einschaltens einer am Ende offenen Leitung an eine Gleichstromquelle wird der Einfluß der Verzerrung auf den Ladevorgang erläutert. Die Darstellung der Ladungen durch eine Fouriersche Reihe von räumlichen Sinuswellen verschiedener Längen und Frequenzen und mit gedämpfter Amplitude ergibt bei unveränderlichen Werten von Induktivität L , Kapazität C , Widerstand R und Ableitung A pro Längeneinheit für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Teilwelle von der Formel den Ausdruck:
$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} - \frac{A}{C} \right) \frac{\lambda}{2\pi} \right\}^2$$
. Für kleine Wellenlängen nähert sich der Ausdruck dem Grenzwert $\frac{1}{\sqrt{LC}}$, den er bei Verzerrungslosigkeit ($R:L = A:C$) für alle Wellen hat. Bei großen Wellenlängen oder bei starker Dämpfung kann der Ausdruck Null oder imaginär werden. Die längsten der auftretenden Teilwellen, die auch die größte Amplitude haben, sind dann stehende Wellen, da die Oberwellen stärker gedämpft sind, geht der Ladevorgang aus einem periodischen in einen aperiodischen über, bei dem keine Überspannungserscheinungen auftreten. An den Rechnungsbeispielen einer langen Leitung von 3500 km ohne Abgleich und einer kurzen Leitung von 30 km mit besonders großen Ableitungsverlusten zeigt, daß es genügt, wenn die Grundwelle eine stehende Welle ist; bei dem Schaltvorgang der am Ende offenen Leitung ist ihre Wellenlänge die vierfache Leitungslänge. Um bei kurzen Leitungen erhöhte Ableitungsverluste beim Auftreten von Überspannungen zu erzielen, wird vorgeschlagen, Hochspannungsleitungen so anzulegen, daß die Betriebsspannung mit der kritischen Koronaspannung zusammenfällt, so mit jeder Spannungserhöhung die Koronaverluste einsetzen. A. FRAENCKEL.

R. Hayden and W. N. Eddy. Dielectric strength ratio between alternating and direct voltages. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 706—712, 1923. Die Verwendung von Wechselspannungen bei technischen Isolationsprüfungen hat mehrere Nachteile. Bei Kabeln bedingt der große Ladestrom bei der Prüfung ein Mehrfaches der Betriebsspannung die Verwendung eines Prüftransformators mit beträchtlicher Scheinleistung, in manchen Fällen kann durch große dielektrische Spannung der zu prüfende Gegenstand bei der Prüfung dauernd beschädigt werden.

Die Nachteile werden bei Verwendung gleichgerichteter Hochspannung vermieden. Das Verhältnis der Gleichspannung zum Scheitelwert der Wechselspannung, bei unter sonst gleichen Umständen der Durchbruch eines Dielektrikums erfolgt, ist wenig erforscht, bei Luft ist es gleich 1, d. h. der Durchbruch erfolgt bei gleicher Gleichspannung und Scheitelwert der Wechselspannung, bei Kabeln ist anderseits bekannt, daß eine wesentlich höhere Gleichspannung als Wechselspannung amplitude zum Durchschlag erforderlich ist. — Die Verf. untersuchen verschiedene feste und flüssige Isolierstoffe, insbesondere das erwähnte Verhältnis der Durchschlagsfestigkeit bei Gleich- und bei Wechselspannung und dessen Abhängigkeit von Temperatur, der Dicke des Dielektrikums und der Geschwindigkeit der Spannungsteigerung gesteigert wird. Zur Gleichrichtung werden Glühkathodengleichrichter (Kenotron) in Verbindung mit Kondensatoren verwendet, für die Messungen mit gleichgerichteter und mit Wechselspannung derselbe Transformator benutzt. — Bei den untersuchten flüssigen Dielektrika, Öl und Petrolatum, ist das Verhältnis kleiner als bei dem ersten im Durchschnitt um etwa 8 Proz., bei dem zweiten um etwa 4 Proz. Die Abhängigkeit von der Temperatur, dem Elektrodenabstand und der Spannungsteigerung ist geringfügig und nicht eindeutig. — Bei lufttrockenem, nicht imprägniertem Kabelpapier von 0,2 mm Dicke wurde bei nur vier Lagen, bei 25° C ein Verhältnis der Durchschlagsspannungen von 1,79 als höchster Wert gemessen, mit steigender Temperatur, zunehmender Schichtdicke und Geschwindigkeit der Spannungserhöhung schnell fällt und kleiner als 1 wird. Dasselbe Kabelpapier, mit Petroleum imprägniert, zeigt eine beträchtlich höhere Durchschlagsfestigkeit als das unimprägnierte, und ein noch größeres Verhältnis der Gleich- und Wechselspannungen nach gleichen ausgeprägten Abhängigkeiten von Temperatur, Schichtdicke und Spannungserhöhung. Bei reinem Mika ist das Verhältnis der Durchbruchsspannungen nahe bei geklebtem (Mikanit) 1,245, bei Mikaband 1,646, Mikaband mit Compoundmasse Paraffin zeigt wieder nahezu gleiche Durchschlagsspannungen, bei einem Glasrohr 0,7 bis 0,85 mm Dicke ist das Verhältnis 1,469, bei demselben Glas in Pulverform kleiner als 1. Bei mit Lack imprägniertem Isoliertuch (cambric) und paraffiniertem Papier ist das Verhältnis der Durchschlagsspannungen wieder größer als bei dem unimprägnierten, mit starker Abhängigkeit von Temperatur und Schichtdicke; diese Abhängigkeit ist bei allen untersuchten geschichteten und imprägnierten Isolierstoffen vorzuziehen. In den übrigen können aus den Messungen noch keine eindeutigen Schlussfolgerungen gezogen werden.

A. FRANK.

Paul Girault. Sur l'échauffement d'un organe de machine électrique soumis à des pertes dans le fer constantes et à des pertes par effet de courants de Foucault. *Revue générale de l'Electricité* **44**, 115—123, 147—153, 1923, Nr. 4/5.

Claudius Schenfer. Die Reaktanzspannungskurve bei den Gleichstrommaschinen. *Arch. f. Elektrot.* **12**, 204—210, 1923, Nr. 2. Vom Verf. wird eine Hilfsspule und eines schwach gesättigten Eisenkerns, der um die zu untersuchende Ankerspule gelegt wird, nach Art eines Stromwandlers, über Schleifkontakte eine Reaktanzspannung nahezu proportionale Spannung oszillographisch gemessen, um aus dieser Kurve zur Erhaltung eines funkenfreien Gangs der Gleichstrommaschine unter verschiedenen Belastungsverhältnissen den richtigen Verlauf der Kommutierungsspannung zu finden. Eine Anordnung zur Eichung des Meßtransformators hofft der Verf. nächstens angeben zu können.

Claudius Schenfer. Die Abhängigkeit der Reaktanzspannung von der Bürstenbreite bei Gleichstrommaschinen. *Elektrot. ZS.* **44**, 358—362, 1923, Nr. 10.

Die Abhängigkeit der Reaktanzspannung von der Bürstenbreite bildet ein Problem. Der Verf. entwickelt eine Formel, wo der Einfluß der übrigen Leiter auf die Kommutation einer Nut Berücksichtigung findet, sie unterscheidet sich von der Pichelmeyerschen durch einen konstanten Faktor. Bei kleinen Bürstenbreiten (kleiner als die Zahl der Lamellen, die einer Nut entsprechen) genügt die Pichelmeyersche Formel zur Berechnung der Wendepole, nur bei größeren Bürstenbreiten machen eine Korrektur nötig. Das Verhältnis der maximalen Reaktanzspannung zur mittleren nimmt mit zunehmender Bürstenbreite ab, aber nicht sprunghaft. Aus diesem Grunde ist es vorteilhaft, die durch die überdeckte Lamellenzahl nach Möglichkeit nicht kleiner zu wählen, als die Zahl der Lamellen, die einer Nut entsprechen. — Auch experimentelle Untersuchungen wurden vorgenommen, und zwar folgendermaßen: die Ankerwicklung einer Gleichstrommaschine wurde aufgeschnitten und diese Enden an zwei Schleifkontakte geführt, die mit einer Spule verbunden sind, die in der Nut eines unbeweglichen Ankers liegt. In derselben Nut liegt auch der Prüfdraht, der mit den Oszillographen verbunden ist. Im Spulenkreis lassen sich Widerstände und Selbstinduktion nach Belieben einschalten und ihr Einfluß auf die Kommutation studieren. Günstige Wirkung hat ein massiver Kupferleiter, der in der Nut liegt, durch die dämpfende Wirkung der Wirbelströme. Verf. fand durch diese Anordnung einen Rückgang der Reaktanzspannung um 25 Proz.

SZABÓ.

14.11. Kann eine Gleichstrommaschine mit magnetischer Rückkopplung in wirtschaftlicher Weise Hochfrequenzstrom erzeugen? Arch. f. Elektrotech. **12**, 60—66, 1923, Nr. 1. Der in unseren üblichen Maschinen erzeugte Hochfrequenzstrom läßt sich erstens nur unter bestimmten Frequenzen direkt in der Maschine erzeugen, darüber hinaus müssen Frequenzumwandler verwendet werden, zweitens ist die Frequenz des Stromes von der Tourenzahl der Maschine abhängig und folgt allen ihrer Schwankungen. Die Gleichstrommaschine mit magnetischer Rückkopplung soll nun eine solche Hochfrequenzquelle sein, wo die Frequenz des Stromes durch die Konstanten eines Schwingungskreises bestimmt und unabhängig von der Maschinendrehzahl ist. Bei dieser Anordnung arbeiten die Maschinenbürsten auf einem Schwingungskreis, welcher magnetisch mit dem Feld gekoppelt ist. An der Sekundärseite des Schwingungskreises kann dann Wechselstrom abgenommen werden. — Eine Erregung kann nur dann eintreten, wenn folgende zwei Bedingungen erfüllt sind: 1. die erzeugte Spannung bei einer bestimmten Erregerstromstärke soll größer sein als der Abfall in der Feldwicklung bei dieser Stromstärke, 2. die für die Erregung benötigte Leistung muß kleiner sein als die maximale Leistung, die dem Ankerstrom entzogen werden kann. — Infolge dieser letzteren Bedingung ist die normale Gleichstrommaschine ziemlich ungeeignet für Wechselstromerzeugung. (Geprüft wurden Maschinen unter 0,5 kW, Selbsterregung nur bis etwa 1000 U/min möglich.) Bei Maschinen aus bestem hochlegierten Eisen mit feinsten Unterbrechungen läßt sich die höchst mögliche Frequenz theoretisch auf etwa 1000 bewerten. (Noch erreicht 250.) Bleibt noch die eisenlose Maschine. Die wird um so günstiger, je größer der Durchmesser wird. Die Kosten einer solchen Maschine, die wegen der hohen Frequenz mit unterteilten Drähten ausgeführt werden muß, sind enorm. Möglich ist diese Maschine kaum ausführbar.

SZABÓ.

14.12. System of Single-Phase Regeneration for Use with Series Commutator Motors. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **42**, 223—233, 1923, Nr. 2. Gegenüber dem Gleichstrommotor bietet der Wechselstromreihenschlußmotor

beim Generatorlauf zu Bremszwecken einige Vorteile: 1. er besitzt stets eine Induktionswicklung; 2. arbeitet normal mit einer niedrigen Kommutatorspannung; Motorspannung läßt sich mit Hilfe eines Transformators leicht regulieren. In gemeinsamen Anordnungen, mit deren Hilfe ein Bahnmotor als Generator läuft und Energie ins Netz liefert, in vier Gruppen teilen, und zwar mit 1. Hauptstrom, 2. Quersfeld, 3. Nebenschluß, 4. Fremderregung arbeitende Erregermaschinen. — Hauptstromerregung fordert das Umkehren der Feldstromrichtung beim Übergang vom Motor auf Generatorbetrieb. Bei Wechselstrom sucht eine Verminderung der Netzspannung den erzeugten Strom zu verkleinern (entgegen wie bei Gleichstrom). Ähnlich verkleinert eine wachsende Geschwindigkeit den Strom und damit das Drehmoment. Außerdem ist die Tendenz vorhanden, als Gleichstromgeneratoren zu arbeiten mit der sekundären Transformatorwicklung als Kurzschluß, ebenso als Erzeuger von Strömen niedriger Frequenz. Infolge all dieser Mängel wurde die Schaltung trotz ihrer Einfachheit bisher in diesem Lande (Amerika) nicht angewandt. — Quersfelderregung braucht ein zweites Bürstenpaar am Kollektor in der Mitte zwischen den normalen Bürsten. Das neue Bürstenpaar dient zur Hauptstromspeisung, zwischen den normalen Bürsten wird infolge der Ankerdrehung Spannung induziert. Ist sie kleiner als die Netzspannung, läuft die Maschine als Motor; ist sie größer, als Generator. Der Hauptnachteil dieses Systems, daß infolge der erzeugten Erregerströme Kollektor und Ankerdraht reichlicher dimensioniert werden müssen, außerdem zwei Bürstensätze nötig sind, fällt infolge Platzmangels bei großen Motoren sehr ins Gewicht. Dafür ist die Drehmoment-Geschwindigkeitscharakteristik ähnlich der einer Nebenschlußmaschine, also günstig, auch ist Leistungsfaktorverbesserung beim Generatorlauf möglich. Die Anordnung bietet alles in allem gewisse Möglichkeiten für die Zukunft. — Die sogenannte Nebenschlußerregung hat die Vorteile der Einfachheit und Billigkeit. Ihr größter Nachteil liegt darin, daß Leistungverbesserung während des Generatorlaufes nicht möglich ist, im Gegenteil Erregung wird noch wattloser Strom aus dem Netz entnommen. Seine Ausbesserung wurde auch dadurch verhindert, daß das stetige Drehmoment zwischen Anker und Feldwicklung, wie es bei den Hauptstromschaltungen möglich ist, hier infolge der dieser Anordnung inhärenten Phasendifferenz zwischen Ankerstrom und Feldfluß nicht zu erreichen ist. Immerhin zusammen mit der Luftbremse arbeitend, läßt sich die Drehmomentgeschwindigkeitskurve leicht so einrichten, daß gute Resultate erzielt werden können. — Die Fremderregung benutzt separate Erregermaschinen: 1. der konstanten, 2. von der variablen Geschwindigkeitstypen. Im ersten Fall werden alle Arten von Phasenumformern oder Motorgeneratoren verwendet, im zweiten Fall dient ein Generator mit eigener Achse oder eine der Hauptmotoren als Erreger. Diese Anordnungen brauchen mehr Apparate als die vorigen, wiegen teurer, kosten infolgedessen mehr, sind aber dafür am biegsamsten. Jede gewünschte Drehmomentgeschwindigkeitskurve kann erreicht werden, im ersten Fall kann ebenfalls der Leistungsfaktor verbessert, wie Kraft erzeugt werden, um andere Apparate zu betreiben. — Die Regeneration ist also mit einer oder mehreren dieser Systeme immer noch möglich.

Ernst Evers. Wieweit kann man einen Einankerumformer zur Verbesserung des Leistungsfaktors heranziehen? AEG Mitt. 19, 91—97, 1923, Nr. 3. Es wurden bei 1000 kW Leistung 500 Volt, bei Drehzahlen, für welche die Maschine bei dieser Leistung sich am billigsten herstellen lassen: I. Einankerumformer mit Öltransformator; II. Einankerumformer mit Öltransformator und Synchronphasenregler mit Erregerdynamo; III. Einankerumformer mit Öltransformator und Asynchronphasenregler mit Erregertransformator; IV. Synchronmotor ohne Transformator.

stromgenerator und Gleichstromerregerdynamo; V. Synchronmotor ohne Transformator mit Gleichstromgenerator und Synchronphasenregler mit gemeinsamer Gleichstromerregerdynamo; VI. Synchronmotor ohne Transformator mit Gleichstromgenerator und Asynchronphasenregler mit Erregertransformator; VII. Asynchronmotor mit Gleichstromgenerator und direkt gekuppelter Drehstromerregerdynamoerregerttransformator, und zwar bei $\cos \varphi = 1$ bis $\cos \varphi = 0,6$. — Da bei wattloser Leistungsabgabe die Erreger, hauptsächlich aber die Ankerkupferverluste der Einankerener stark anwachsen, erweist sich diese Type nur bis höchstens $\cos \varphi = 0,85$ (am Transformator gemessen) als wirtschaftlich. Für Leistungen von 750 bis 1000 kW dürfte das stimmen. In bezug des Wirkungsgrades ist der Einankerumformer am günstigsten. Bei großen Spannungsänderungen wechselstromseitig, bei Wechselspannungen, bei sehr niedrigen (150 Volt) oder sehr hohen (über 1000 Volt) Gleichspannungen, bei Wechselspannungen, die stark von der Sinusform abweichen, muß vom Einankerumformer abgesehen werden. SZABÓ.

Zusatz. Verbesserung des Leistungsfaktors bei Induktionsmaschinen. ZS. 44, 314—315, 1923, Nr. 14. Die bei verminderter Last angewandte Spannungsniedrigung an einer Induktionsmaschine hat den Nachteil, daß dadurch Magnetisierungsstrom zwar verkleinert, aber durch Anwachsen des Hauptstromes Erregung vergrößert wird. Für jede Last gibt es ein Optimum der Spannung in bezug auf Wirkungsgrad und Leistungsfaktor. Stern-Dreieckschaltung gibt bei 75 Proz. Last gute Resultate, ebenso die Polparallelschaltung. Ausführung der Wicklung in zwei getrennte Teile, die dann beliebig verkettet werden können, ist eine Wahl in der Spannungsverminderung. Der Verf. verweist auf ein neues Verfahren: den Übergang von der bei Normallast üblichen Ständerspeisung auf Läuferfütterung bei Teilbelastung. Überströme lassen sich durch entsprechende Ausbildung Schaltapparate verhüten. Der Läufer muß allerdings Phasenanker sein und seine Stillstandsspannung höher als die Netzspannung. Diese Anordnung ist günstig für Maschinen mit großem Anlaufdrehmoment, die nachher nur mit Teillast arbeiten. Hier ist die Läuferstillstandsspannung niedriger sein als die Netzspannung. Induktionsmaschinen, an dessen sekundären Teil Kommutatorenmaschinen für Phasen oder Drehzahlregelung angeschlossen sind, bilden ein weiteres Anwendungsgebiet. SZABÓ.

Model. Influence des régulateurs de vitesse asservis des turbo-moteurs sur les oscillations des groupes accouplés électriquement. Cas du réglage indirect. C. R. 176, 350—355, 1923, Nr. 6. Um die Frequenz und das Abklingen der bei der Regelung auftretenden Schwingungen des Systems berechnen zu können, sind einige Annahmen über die Regelung nötig. Wir setzen als Antriebsmaschinen die heute üblichen Dampf- oder Dampfturbinen voraus, deren Regelung durch Servomotoren geschieht. Zwei Fälle werden unterschieden: Generatoren ohne und Generatoren mit induzierten Strömen im Induktor. Die Zeit, die nötig ist, um bei Laständerung den Servomotor in Gang zu setzen, wird vernachlässigt. Das Drehmoment wird proportional mit der Zeit sich ändernd angenommen, ebenso die Geschwindigkeit. Die Verminderung des Drehmomentes durch Drosselung bzw. Trägheit der Flüssigkeit ist proportional der Geschwindigkeit bzw. der Beschleunigung in Rechnung gesetzt. Im ersten Fall führt das Problem auf eine Differentialgleichung zweiten Grades, auf die bekannte Schwingungsgleichung. Die Bewegung verläuft nach einer gedämpften Sinusschwingung. Die Zeit, die das System braucht, um von einem stabilen Gleichgewichtswert auf einen neuen zu kommen, ergibt sich als Schnittpunkt der

gedämpften Schwingungslinie mit einer Geraden. Im zweiten Fall ist die G wie die Lösung erheblich komplizierterer Art. Der Verf. führt die Berechnung hierfür durch, verzichtet aber auf eine allgemeine Diskussion der Lösung, ziemlich kompliziert ist, ohne allzu großes Interesse zu bieten.

F. Kohn. La nouvelle usine génératrice de Rotherham. Adjonction d'un groupe turbo-alternateur de 40 000 kilovolts-ampères. Revue générale de l'Electricité **14**, 132—135, 1923, Nr. 4. Beschreibung dieser Anlage und Versuchsergebnisse.

Alfred Fraenckel. Der Synchronisierungsvorgang bei unter Last anlaufenden Synchronmotoren. Elektrot. u. Maschinenb. **41**, 377—382, 393—398, 1923, Nr. 10. Induktionsmotoren werden jetzt oft nach dem Anlauf durch Einschalten einer Stromerregung im Läufer in Synchronmotoren umgeschaltet, zum Zweck, den Leistungsfaktor zu verbessern. Dabei muß der Motor mit den angetriebenen Schwungraden von der Anfangsschlüpfung als Induktionsmotor bis zum synchronen Lauf beschleunigt werden. Bei diesem Synchronisierungsvorgang bewegen sich die Pole, die den Strom im Läufer erregt, gegenüber dem Drehfeld, das die Netzspannung am Läufer bedingt. Dabei ist das ausgeübte Drehmoment abwechselnd beschleunigend und verzögernd, so daß Pendelungen entstehen können, die sich unbegrenzt fortsetzen können, wobei der synchrone Lauf gar nicht erreicht wird. Sie äußern sich durch Stromstöße und Stöße im Triebwerk. Es wird gezeigt, daß diese Stöße vermieden werden, wenn der Gleichstrom bei einer solchen Polstellung eingeschaltet wird, bei der eine Beschleunigungsperiode beginnt, und so stark ist, daß innerhalb des ersten Poles spätestens in der Stellung der synchrone Lauf erreicht wird, bei der das Drehmoment des Synchronmotors gerade noch das Belastungsmoment überwindet. Die günstigste Einschaltstellung läßt sich an der Phase des Schlüpfungstromes im Läufer mittels eines polarisierten Strommessers erkennen und bei Verwendung eines polarisierten Relais die Umschaltung im richtigen Augenblick selbsttätig bewirken. Hierbei erforderliche Erregung ist die kleinste, bei der unter sonst gleichbleibenden Umständen, d. h. bei gegebenen Schwungradmassen, Belastungsmoment und Anfangsschlüpfung, überhaupt noch synchronisiert werden kann. Oszillogramme und Messungen bestätigen die aus den Rechnungen gezogenen Schlüsse. A. Fraenckel

Johann Sahulka. Induktion in einem mit zwei Wicklungen versehenen Ring. Elektrot. u. Maschinenb. **41**, 382—384, 1923, Nr. 26. Fraenckel

Léon Legros. Etude comparative sur l'emploi de l'aluminium et du cuivre pour les conducteurs électriques des lignes aériennes. Revue générale de l'Electricité **44**, 157—163, 191—195, 1923, Nr. 5, 6. Eine vergleichende Untersuchung über die Verwendung von Aluminium und Kupfer für Hochspannungsleitungen.

H. de Raemy. Sous-station de Coarraze-Nay de la Compagnie des Chemins de fer du Midi. Revue générale de l'Electricité **14**, 49—55, 1923, Nr. 2. Unterstation ist als eine Freiluftstation für 60 000 Volt Betriebsspannung gebauet, eingebauten Hochspannungsschalter werden besonders beschrieben.

E. Garnier. Note sur le coefficient de ruissellement. Revue générale de l'Electricité **14**, 55—56, 1923, Nr. 2.

udet. Le relais redresseur Lindet. Recherches et Inventions 4, 338—341, Konstruktive Angaben eines Gleichrichters mit polarisiertem Relais und synchronem Wechselstrom arbeitendem Unterbrecher. (Nach Revue générale de l'Electricité D, 1923, Nr. 2.) PERCY.

Wlke. Spannungsmessungen am Tesla-Transformator. Phys. ZS. 24, 51, 1923, Nr. 12. Anlässlich Versuchen mit raschen Kathoden- und Kanalstrahlen wurden die Spannungen an einem Tesla-Transformator näher untersucht. Der Primärkreis des Tesla-Transformators besteht aus Kapazität, Selbstinduktion und rotierender Stromstrecke in Serie; über der Kapazität liegt als Wechselstromquelle ein Transformator zu 6000 Volt. Die Selbstinduktion des Primärkreises ist in Luft mit einer kleinen Selbstinduktion gekoppelt (primär 32 Wdg., sekundär 1700 Wdg.), welche geerdet ist. Zur Spannungsmessung wurde das andere, freie Ende dieser Strecke an die Kathode einer zu diesem Zwecke besonders ausgewählten Braunschen Röhre gelegt, die Anode geerdet. Aus der Ablenkung x des Kathodenstrahlbüschels (mit einem Kathetometer gemessen) und der Intensität i des Stromes des ablenkenden Feldes läßt sich die Entladungsspannung P berechnen. Es ist:

$$\frac{v}{c} = \frac{6,7 \cdot 10^{-8} \cdot P}{a \cdot \frac{i}{x}}, \text{ wo } a = \frac{4,7 \cdot 10^{-8} P}{i} \sqrt{1 + \sqrt{1 + 2,58 \cdot 10^{11} \cdot \frac{1}{P^2}}}.$$

Berechnung wurde zugrunde gelegt für das Elektron als Ladung $4,77 \cdot 10^{-10}$ und Ruhmasse $0,9 \cdot 10^{-27}$ Einheiten. Der Proportionalitätsfaktor wird aus Versuch ermittelt, indem die Apparatur mit bekannten Spannungen (Gleichstrom, Dynamo, Zemaschine, Kelvinsches Elektrometer, 8000 bis 10000 Volt) geeicht wird. Für die Eichung beträgt die Meßgenauigkeit 1 Proz., übertragen auf Tesla-Ströme etwa 5 Proz. Auf diese Art wurde eine Hochspannung von 400000 Volt (eff. Max.? der Ref.) gemessen. Nebenbei wurden zwei Arten von Spitzenentladungen untersucht. Bis 50000 Volt schwaches, gleichmäßiges Glimmen, das sich mit steigender Spannung nur langsam verstärkt, bei 250000 bis 350000 Volt plötzlich scharfe Funkenentladung, welche rasch mit der Spannung anwachsen. Der Verf. glaubt, daß durch Verändern dieser letzteren Entladung (Wahl dicker Drähte usw.) eine weitere Spannungssteigerung möglich wird. (Interessant wäre noch die Angabe der Frequenz des Stromes gewesen. Der Ref.) PERCY.

Wicker. Gesichtspunkte für die Bestimmung der Regenüberschlagsspannung von Freileitungs-Isolatoren. Elektrot. u. Maschinenb. 41, 118, 1923, Nr. 30. Nach diesen neuesten Untersuchungen des Verf. stellt die Überschlagsspannung eines Freileitungs-Isolators keine eindeutige Größe dar, vielmehr ist der Wert je nach der Wahl der Versuchsbedingungen ganz außerordentlich schwankungen unterworfen. Dies ist mit ein Grund, warum die in den einzelnen Versuchsreihen erhaltenen Werte unmöglich übereinstimmen können. Hier ist eine Normierung der Überschlagsspannung dringendes Bedürfnis. Die Übersicht über die Gesichtspunkte zur Bestimmung der Überschlagsspannung ergibt folgende Zusammenstellung: 1. Regenbedingungen. a) Menge, b) Richtung, c) Dauer, d) Leitfähigkeit, e) sonstige Art des Regens. — 2. Atmosphärische Verhältnisse. Luftdruck, Temperatur, Luftfeuchtigkeit. — 3. Anordnung des Isolators. a) Höhe und Durchmesser der Stütze, b) Durchmesser und Material des Leitungsdrahtes, c) Art der Befestigung, d) Beschaffenheit der Querträger, e) Art der oder geerdete Anordnung der Stütze bzw. bei Hänge-Isolatoren des Aufhanges. — 4. Elektrische Verhältnisse. a) Scheitelfaktor der Spannungskurve,

b) Leistung des Generators und Transformators, c) Frequenz, Stoßspannung. Über sämtliche Punkte werden eingehende experimentelle Untersuchungen anfallen. Die Regenüberschlagsspannung nimmt mit zunehmender Stärke, Richtung (Schneefalls), Dauer, Leitfähigkeit des Regens asymptotisch ab. Von Einfluß ist die Tropfengröße und Tropfenanzahl, sowie die Form der verwendeten Düse. Der Einfluß von Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit ist wie beim Tropfenüberschlag. Für Einzelheiten, welche die Anordnung des Isolators betreffen, wird auf das Original verwiesen werden, ebenfalls für nähere Angaben zu Punkt 4.

Hans Grünholz. Hochspannungsleitungen in gebirgigem Gelände. *Zeitschr. f. u. Maschinenb.* 41, 401—411, 1923, Nr. 28. Während sich Hochspannungsleitungen in der Ebene mit vereinfachten Annahmen leicht rechnerisch erfassen lassen, ist dies für solche im Gebirge schon wegen der wechselnden Bodengestaltung wie auch zu wenig exakt bekannten Witterungsverhältnisse nicht zu. Während in der Ebene der Berechnung gleich hohe Stützpunkte zugrunde gelegt werden können, trifft dies im Gebirge eigentlich nie ein. So ist der erste Abschnitt der Berechnung des Durchhanges und Leitungszuges auf geneigten Strecken gewidmet. Für die Berechnung wird sowohl mit der Parabel als auch mit der Kettenlinie durchgerechnet und in Analogie mit derjenigen für gleich hohe Aufhängepunkte gefunden. Die ungleiche Distanzierung der Masten im Gebirge ist die Kennzeichnung des Einflusses des Spannweitenunterschiedes in Nachbarfeldern von Wichtigkeit. Die Überlegung zeigt, daß vermehrte Verwendung von Abspannketten notwendig ist. Einem dritten Abschnitt wird der Einfluß des Höhenunterschiedes zwischen Aufhängepunkten behandelt. Die Überlegung zeigt, daß im gebirgigen Gelände häufig Masten mit Abspannketten vorgesehen werden müssen, wo unter anderen Umständen keine Abspannung nötig wäre. Auf eine besondere Befestigung der Abspannketten wird hingewiesen. Im vierten Abschnitt werden konstruktive Anforderungen über die Ausbildung des Mastkopfes gemacht. Der letzte Abschnitt befaßt sich mit Weitspannungen, z. B. über Täler. Die in anderen Fällen angewandten vereinfachten Voraussetzungen zur Berechnung von Durchhang und Leitungskurve treffen hier nicht mehr. Für weitere Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden.

6. Optik aller Wellenlängen.

Roy J. Kennedy. Another ether-drift experiment. *Phys. Rev.* (2) 20, 1922, Nr. 1. Die bisherigen Mitführungsversuche scheinen das Bestehen der Lorentzkontraktion bewiesen zu haben. Das vom Verf. beschriebene Experiment soll sowohl als Beweis für die Mitführung des Äthers dienen oder die Zeittransformation bei gegeneinander bewegten Systemen bestätigen. Unter Zugrundelegung des Huygen'schen Prinzips und der Lorentzkontraktion kann gezeigt werden, daß die Laufzeit eines bestimmten System bezogenen Wege der Lichtstrahlen von der Bewegung oder der Orientierung im Medium, in welchem das Licht sich fortpflanzt, unabhängig sein muß. Die relativen Phasenunterschiede zweier homogener Bündel, die gegenseitig stationär sind, sind von der Orientierung unabhängig, doch werden sie durch die Geschwindigkeit beeinflußt. Die gesuchte Wirkung ist eine Funktion der Geschwindigkeitsänderungen, die durch wechselweises Hinzufügen und Abziehen der Erde und der des Sonnensystems als Ganzes hervorgerufen werden. — Ein paralleles

renen Lichtes, das in einer unter 45° zur Horizontalen geneigten Ebene linear polarisiert ist, fällt auf ein Wollastonprisma. Die aus diesem austretenden senkrecht zueinander polarisierten Bündel gleicher Intensität durchlaufen verschiedene Wege: das eine trifft auf einen Spiegel M_1 und wird unter nahezu 45° an diesem reflektiert, das andere nach Reflexion an einem Spiegel M_2 auf einem halbdurchlässig versilberten Spiegel M_3 trifft, der von dem ersten Bündel durchsetzt wird. Nach der Vereinigung durchlaufen beide Bündel ein Fresnelsches Parallelepiped und darauf zwei nebeneinander liegende Polarisationsprismen P mit paralleler Schwingungsrichtung, derart, daß durch die Prismen und den zwischen ihnen befindlichen Raum ein dreiteiliges Lichtfeld erzeugt wird, dessen Teile in ihrer Helligkeit beim Drehen des nun folgenden Analysators wechseln. — Bei derartiger Anordnung ist jede Phasenänderung von etwa $\frac{1}{9000} \lambda$ Empfindlichkeit nachweisbar. Bildet die Schwingungsebene des aus dem Parallelepiped austrittenden Bündels mit der Schwingungsebene der beiden Polarisationsprismen den Winkel α , und ist ψ der Winkel zwischen Analysator und P , so gilt bei Gleichheit

$$\delta\psi = \frac{2\delta\alpha}{1 + 3\cos^2\alpha}.$$

Die Genauigkeit von $\frac{1}{2000} \lambda$ müßte noch der Nachweis einer Geschwindigkeitsänderung möglich sein, die durch $v^2 - v'^2 \sim 69$ darstellbar ist. H. R. SCHULZ.

Kennard and D. E. Richmond. On reflection from a moving mirror in the Michelson-Morley experiment. Phys. Rev. (2) 19, 572—577, 1922, Nr. 6. Die Formeln für Richtung und Geschwindigkeit der reflektierten Welle mit Bezug auf das bewegte System abgeleitet. Der Winkel, um den ein Strahl von einem bewegten Spiegel abgelenkt wird, enthält ein Glied zweiter Ordnung in (v/c) , welches mit dem Resultat von Richi das negative Ergebnis des Michelson-Morleyschen Experimentes ergibt. Im vorliegenden Artikel sind die relativen Strahlenwege innerhalb des Interferometers angegeben, die Phasendifferenz wird berechnet und es folgt, daß die zweite Ordnung nur eine unmerkliche Änderung der Interferenzerscheinung ergibt. Daher wird, in Übereinstimmung mit Villey, geschlossen, daß die übliche Interpretation des Versuches zugunsten der Relativität richtig ist. H. R. SCHULZ.

Ramanathan. Electromagnetic Theory of the Scattering of Light in Liquids. Proc. Ind. Ass. Cult. of Sc. 8, 1—22, 1923, Nr. 1. Schwankungen des Brechungsquotienten einer Flüssigkeit bedingen seitlich zerstreutes Licht. Im engsten Anschluß an Lorentz' Théories Statistiques en Thermodynamique werden die bekannten Formeln für dessen Intensität und für den daraus folgenden Extinktionskoeffizienten abgeleitet. Dann wird gezeigt, daß sich molekulartheoretisch — unter Annahme der Anisotropie der Molekeln — das gleiche ergibt. Sind die Molekeln anisotrop und sind A, B, C die in den drei Hauptrichtungen unter der Einwirkung des Feldes 1 enthaltenen Momente, so ist das seitlich zerstreute Licht nicht wie bei isotropen Medien vollkommen polarisiert, sondern das Verhältnis der schwächeren zur stärkeren Schwingungskomponente ist bei Orientierung der Molekeln nach dem Zufall

gegeben, wo

$$f = \frac{1}{15} (A^2 + B^2 + C^2 - AB - BC - CA),$$

$$g = \frac{1}{15} (3A^2 + 3B^2 + 3C^2 + 2AB + 2BC + 2CA),$$

$$\gamma = \left(\frac{K_0 + 2}{3} \right)^2 \frac{RT\beta}{N} n_0$$

(K_0 Dielektrizitätskonstante bei Gleichverteilung der Molekeln, R Gaskonstante, T absolute Temperatur, β isotherme Kompressibilität, N Loschmidtsche Zahl, n Brechungsindex, ν Molekelzahl in der Volumeinheit). Die Intensität des unter einem Winkel φ gegen die Einfallrichtung von der Volumeinheit zerstreuten Lichtes wird zu

$$\frac{I_0}{r^2} \left\{ \frac{\pi^2}{18} \frac{R T \beta}{N \lambda^4} (K_0 - 1)^2 (K_0 + 2)^2 (1 + \cos^2 \varphi) + \frac{\pi^2}{2} \frac{(K_0 - 1)^2}{n_0 \lambda^4} \frac{r_1}{6 - 7 r_1} (4 \gamma - 3) (1 + \cos^2 \varphi) + 12 \frac{\pi^2}{2} \frac{(K_0 - 1)^2}{n_0 \lambda^4} \frac{r_1}{6 - 7 r_1} \right\}$$

berechnet [I_0 Intensität des auffallenden (unpolarisierten) Lichtes, r Entfernung vom Aufpunktes vom zerstreuen Volumen, λ Wellenlänge], was bei isotropen Medien und bei Gasen, die dem Boyleschen Gesetz gehorchen, in bekannte Ausdrücke übergeht. Der Extinktionskoeffizient wird

$$\frac{8 \pi^3}{27} \frac{R T \beta}{N \lambda^4} (K_0 - 1)^2 (K_0 + 2)^2 + \frac{8 \pi^3}{3} \frac{(K_0 - 1)^2}{n_0 \lambda^4} \frac{6 r_1}{6 - 7 r_1} \left(1 + \frac{2}{3} \gamma \right).$$

Die an einigen Flüssigkeiten wie Äther, Benzol, CS_2 und anderen beobachteten Abweichungen der unvollständigen Polarisation stimmen mit den berechneten nicht überein, was geschlossen wird, daß die Flüssigkeitsmolekeln nicht nach dem Zufall verteilt sind. (Bucher)

James P. C. Southall. Some of Huygens's contributions to dioptrics, notes. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 461—475, 1922, Nr. 5. Hinweis auf Huygens' Kenntnis des Brechungsgesetzes und die darauf sich gründende Behandlung der Bildbildung durch Linsen. Die aplanatischen Punkte waren Huygens bekannt und zur Konstruktion der an einer Kugelfläche gebrochenen Strahlen benutzt worden. Als Maß der sphärischen Aberration eines Systems kann die Differenz der optischen Wege für einen Achsenstrahl und einen Randstrahl benutzt werden. (H. R. Schott)

H. P. Berlage jr. Een aardig geval van herhaalde spiegeling. Phys. Tijdschr. 359—362, 1921, Nr. 12. Die von dem Brennpunkt eines Ellipsoids ausgehenden Strahlen bilden nach mehrfacher Reflexion nur noch kleine Winkel mit der großen Achse, so daß man auf die Möglichkeit einer idealen Strahlenkonzentration schließen kann, indem alle vom Brennpunkt ausgehenden Strahlen durch eine kleine im Durchstoßpunkt der großen Achse gelegene Öffnung austreten müßten. Für die in endlichem Abstand \mathcal{A} vom Brennpunkt im Winkel φ zur großen Achse verlaufenden Strahlen ergibt sich nach n Reflexionen der Abstand \mathcal{A}_n :

$$\mathcal{A}_n = \frac{\mathcal{A}}{(1 - \varepsilon^2)^{2n}} \left\{ (C_{4n}^0 + C_{4n}^2 \varepsilon^2 + C_{4n}^4 \varepsilon^4 + \dots + C_{4n}^{4n} \varepsilon^{4n}) + (C_{4n}^1 \varepsilon + C_{4n}^3 \varepsilon^3 + C_{4n}^5 \varepsilon^5 + \dots + C_{4n}^{4n-1} \varepsilon^{4n-1}) \cos \varphi \right\},$$

wobei ε die Exzentrizität des Ellipsoids, die C dagegen die bekannten Binomialkoeffizienten der Kombinatorik darstellen. In einer Anmerkung wird auf die Wichtigkeit hingewiesen, die Änderung der Wellenfront zu beachten, da nur auf diese Weise Aufschlüsse über die Energieverteilung gewonnen werden können. (H. R. Schott)

W. B. Rayton. The practical application of parabolic surface in optical construction. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 197—202, 1923, Nr. 2. Seit Keilung wird versucht, durch nicht sphärische Flächen die Kugelgestaltsfehler zu vermindern, jedoch sind sie schwer herzustellen. Auch lassen sie sich im allgemeinen nicht auf einfache mathematische Formeln ausdrücken. Eine Ausnahme machen die Kugelschnittkurven. Der Verf. (Angestellter der Firma Bausch & Lomb) hat durch

ang einer parabolischen Fläche, die sich verhältnismäßig leicht herstellen läßt, ombination mit sphärischen Flächen gute Resultate erzielt bei Brillengläsern, nsoren und sehr lichtstarken photographischen Objektiven ($f:2,0$) für kine- raphische Aufnahmen. Besonders die sphärische Aberration im engeren Sinn ich auf diese Weise sehr vermindern. CHR. V. HOFE.

Lüdemann. Die Genauigkeit der Herstellung von Achszapfen bei ontalen Fernrohrachsen von 12cm-Theodoliten. ZS. f. Instrkde. **43**, 186, 1923, Nr. 6. [S. 1266.] BERNDT.

T. Young. A method of increasing the dispersion of a constant tion spectroscopie. Journ. Opt. Soc. Amer. **7**, 405—406, 1923, Nr. 5. Die sion eines (Hilgerschen) Gradsichtspektroskops kann erhöht werden, wenn ichtige Dispersionsprismen in den Strahlengang eingeschaltet werden. Die nglängentrommel muß neu geeicht werden. Die Dispersionserhöhung zeigt folgende le:

Spektralbereich	Dispersion in $m\mu$ auf 1 mm der Platte		
	Normales Instrument	Instr. mit 1 Zusatzprisma	Instr. mit 2 Zusatzprismen
bl.	63	30	17
au.	20	10	5

H. R. SCHULZ.

Hulburt. A simple prism spectrograph. Journ. Opt. Soc. Amer. **7**, 205, 1923, Nr. 2. Ein Spektrograph, der bei großer Dispersion und hoher Licht- einen einfachen und daher billigen Aufbau besitzt, wird kurz beschrieben. Das (60°) ist in der Littrowschen Weise angeordnet. Als Objektiv wird eine einfache exe Linse benutzt. Bei einer Spaltbreite von 0,02 mm beträgt die Expositions- 5sec für das Wasserstoffspektrum und einen Bruchteil einer Sekunde für den ichtbogen. Obwohl ebene schräg gestellte Platten benutzt werden, ist die e der Linien schon gut, bei gebogenen Platten würde sie wahrscheinlich noch sein. CHR. V. HOFE.

Moine et G. Valois. Lampe sténopéique. Rev. d'Opt. **2**, 167—170, 1923, Die angewendete Lampe (16 Volt, 6 Amp.) hat eine konische Wicklung und ist ein Kondensorsystem verschiebbar, hinter dem sich eine variable Blende be- Anordnung des seitwärts gekröpften Stativs, an dem die gesamte Vorrichtung eHöhe verstellbar ist, und der Vorsatzlinse werden näher beschrieben. H. R. SCHULZ.

l. Appareil cinématographique „Pathé Baby“. Rev. d'Opt. **2**, 171—176, Nr. 4. Die bekannte französische Firma beschreibt in dem vorliegenden Artikel kleinen kinematographischen Projektionsapparat „Pathé Baby“. Während die n deutschen Kleinkinos, von wenigen Ausnahmen abgesehen, mit normalem ormat arbeiten, hat Pathé für diesen Apparat, ähnlich wie bei seinen früheren utionen, wiederum ein Spezialformat gewählt: Filmbreite 10 mm, Bild- 8×6 mm. Das Filmband weist eine Einlochperforation zwischen den Bildern Bei dem Apparat dient als Filmtransport der bekannte Greifermechanismus. nd Nachwickeltrommeln sind fortgelassen. Zur Beleuchtung dient eine nieder- g Halbwattlampe. — Der Apparat ist mit einer Stillstandsvorrichtung ver- die so ausgebildet ist, daß an bestimmten Stellen im Filmband Ausbrüche an- ht sind, die den Stillstandsmechanismus in Tätigkeit setzen, so daß der Film

an diesen Stellen anhält. Diese Einrichtung dient zur Projektion der Titel, die Titel nur aus einzelnen Bildern zu bestehen brauchen und die Länge des Films hierdurch herabgesetzt werden kann. Der gleiche Mechanismus bewirkt einsetzen des Films am Ende des Filmbandes. Auf diese Weise wird erreicht, das Filmband aus der geschlossenen Filmspule, in der es sich befindet, nicht herausgewird und nach Abspielen ohne weiteres wieder aufgewickelt werden kann. — Einwickeln des Films während der Projektion findet nicht statt, vielmehr wird der in eine unter dem Apparat befindliche Kassette geschoben, in welcher die eine Wand aus einer rotierenden Scheibe, die andere aus einer durchsichtigen Glaswand besteht, so daß der Film sich selbst spiralig einlegt.

R. Emden. Über astronomische Refraktion. *Astron. Nachr.* **219**, 45—56 Nr. 3. Für die Praxis genügen die vorhandenen Tafelwerte (de Ball), aber die Theorie der Refraktion läßt noch viel zu wünschen übrig. Verf. stellt auf Grund von physikalisch und experimentell wohlbegründeten Ergebnissen über den Brechungsindex der Atmosphäre eine neue Theorie auf, die also nicht von einer starr schematischen Atmosphäre abhängt, sondern der Wirklichkeit Rechnung trägt, wobei die mathematischen Herleitungen verhältnismäßig einfach sind.

Richard Lorenz und W. Herz. Raumerfüllung und Brechungsquotient. *Monatsh. f. anorg. Chem.* **127**, 205—208, 1923, Nr. 3. [S. 1335.]

Charles H. Lees. On a Graphical Method of Treating Fresnel's Formulae for Reflection in Transparent Media. *Proc. Phys. Soc. London* **34**, 11, 1922, Nr. 3. Die durch die Fresnelschen Formeln gegebenen Größen der Amplitude des an isotropen nicht absorbierenden Körpern reflektierten Lichtes lassen sich folgender Weise graphisch ermitteln: Ist $J P$ die Amplitude der einfallenden Schwingung in willkürlichem Maß und bezeichnet $J P$ die Richtung des einfallenden Strahles, $P R'$ diejenige des reflektierten Strahles, so zieht man durch J eine Parallele zur Richtung des gebrochenen Strahles, die $P K'$ in Q' schneiden möge. Dann gibt $J Q'$ in gleichem Maßstab wie $J R$ die Amplitude der elektrischen Schwingung, die senkrecht zur Einfallsebene schwingt. Fällt man von Q' auf den gebrochenen Strahl, so schneidet dieses den einfallenden Strahl (oder seine Verlängerung) in P . Die Strecke $P Q$ ist die Amplitude der parallel zur Einfallsebene erfolgenden Schwingung des reflektierten Strahles. Der Richtungssinn der Strecken $P Q$ und $P R'$ gibt die Phase der reflektierten Welle. In der beigegeführten Diskussion wird auf die Konstruktion von Tait hingewiesen.

M. Maggini. Dispersione anomala di vapori „Triple regolari“. *Cim.* **181—201**, 1922, Nr. 10/12. Die für die Astrophysik wichtige Frage nach der Intensität und der Umkehrbarkeit bestimmter Linien eines Elementes ist nach Pucini mit der anomalen Dispersion dieser Wellenlängen verknüpft und somit auch mit den konstanten $a_1, a_2 \dots$ der Sellmeierschen Formel

$$n^2 - n_0^2 = \frac{a_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots$$

Für die Dubletts der Alkalien und Erdalkalien ist das Verhältnis $a_1 : a_2$ schon bestimmt. Verf. untersucht das Verhalten der regulären Triplets von Mg, Ca, Sr, Ba, Cd mit Hilfe folgender Anordnung. Sonnenlicht wird durch einen Heliostaten in einem Jaminschen Interferometer geleitet und die horizontalen Interferenzstreifen werden auf dem Spalt eines Spektrographen mit vier Prismen entworfen,

tiv bei 2 m Brennweite 120 mm Öffnung hat. Zur Einstellung dient ein kleines richtungsfernrohr, das das an der ersten Fläche des vierten Prismas reflektierte Licht aufnimmt. Bei der Untersuchung von Mg ist größere Dispersion erforderlich, die Aufnahmen sind infolgedessen mit einem Rowlandschen Konkavgitter von 66,5 qmm geteilter Fläche (14 438 Striche auf einen Zoll) gemacht, und zwar in 1. Ordnung, während die visuelle Beobachtung in erster Ordnung ausgeführt ist. Die Metaldämpfe werden im Kohlebogen (meist Halogensalze in der Kohle) in einem Strahlenwege des Interferenzrefraktometers erzeugt. — In untersuchten Triplets nimmt die Intensität der anomalen Dispersion von der brechbaren zu den stärker brechbaren Komponenten hin ab. Die Verhältnisse a_1/a_3 und a_2/a_3 lassen sich als charakteristisch für jedes Triplet betrachten. (siehe obige Tabelle) $A = \frac{87,52}{5,79 - K}$. Aus früheren Versuchen werden in der Weise die Werte der Tabelle abgeleitet:

	a_2/a_3	a_1/a_3	$(a_1/a_3) = (a_2/a_3)^2$	A	$A_{\text{berechnet}}$
.....	2,23	4,89	4,93	24	24
.....	3,47	12,26	12,04	40	38
.....	4,41	20,25	19,45	65	67
.....	4,99	25,04	24,90	112	111

innerhalb der Versuchsfehlergrenzen $a_1/a_3 = (a_2/a_3)^2$ ist, so ist also $a_2^2 = a_1 a_3$. Es gilt zwischen dem Atomgewicht A und dem Wert $K = \frac{a_1}{a_2} = \frac{a_2}{a_3}$ die Beziehung (siehe obige Tabelle) $A = \frac{87,52}{5,79 - K}$. Aus früheren Versuchen werden in der Weise die Werte der Tabelle abgeleitet:

	a_2/a_1	A	$A_{\text{berechnet}}$
Na	2,0	23	23
K	3,7	39	42
Rb	4,8	85	88
Ag	5,0	108	110

H. R. SCHULZ.

Abhusan Ray. The Scattering of Light by Liquid Droplets, and the Theory of Coronas, Glories and Iridescent Clouds. Proc. Ind. Ass. Cult. of India, 1923—46, 1923, Nr. 1. Licht fällt auf einen nebelerfüllten Glasballon wie bei der Beobachtung von Coronas, Glories und Iridescent Clouds, Ann. d. Phys. 61, 471, 1920; der Winkel Lichtquelle—Tropfen—Auge des Beobachters werde Θ genannt. Für Θ um 180° beobachtet man die als „Kränze“ bezeichneten farbigen Ringe und bei dünnen Nebeln und kleiner Tropfengröße die als „Stücke von außergewöhnlich großen Kränzen aufzufassenden Wolken“, die als Stücke von außergewöhnlich großen Kränzen aufzufassen. Bei $\Theta = 90^\circ$ ist die Intensität sehr schwach, wächst dann mit abnehmendem Winkel Θ bis etwa $\Theta = 44^\circ$, der Stelle des weißen Regenbogens (weiß, weil die Tropfen zu klein sind, um einen farbigen zu erzeugen), und zeigt um $\Theta = 0^\circ$ erneut starke Maxima, die sogenannten „Glorien“. Zwischen 180° und etwa 45° ist das Licht unpolarisiert, während bei kleinerem Θ teils die Komponente, die in der Richtung des einfallenden Licht—Beobachtungsrichtung“ schwingt, teils die dazu senkrecht schwingt. — Die übliche Theorie der Kränze geht vom Babinetischen Prinzip aus (Theorie der Lycopodiumringe), ist aber auf Tropfen, die nicht groß

gegen die Wellenlänge sind, nicht anwendbar. Verf. führt sie elektromagnetisch an Rayleigh, Papers V, S. 547, durch. Die Intensität beider Schwingungskomponenten wird für einen Spezialfall in Abhängigkeit von Θ ausgerechnet, stimmt mit den (reichlich unsicheren) Beobachtungen überein. Die Kränze danach um 5 bis 6° anders als nach der Lycopodiumtheorie; auch die Airy-Theorie der sekundären Regenbögen liefert ein etwas anderes Ergebnis als strengere. — Die Glorien entstehen nicht, wie zum Teil angenommen worden, durch Reflexion des Lichts an tieferen Schichten der Wolke und Beugung reflektierten Lichts an den obersten, sondern an der obersten Tropfenschicht zweifache Brechung und eine innere Reflexion. Von jedem Tropfen geht dann ursprüngliche Richtung eine Wellenfläche in Gestalt einer Kugelkappe zurück, das Problem ist damit auf das der Fresnelschen Beugungserscheinung an kreisförmigen Öffnung zurückgeführt (Lommel). Hiermit sind die Eigenheiten der Farben- und Intensitätsverteilung in den Glorien in genügender Übereinstimmung mit der Erfahrung zu erklären. Buch

W. H. Martin and S. Lehrman. The scattering of light by dust-free liquids changes with temperature. Journ. phys. Chem. **27**, 558—564, 1923, Nr. 6. Änderung des Zerstreuungsvermögens mit wachsender Temperatur ist für Heptan und Naphthalin untersucht worden. Dabei ergab sich

Temperatur	Benzol		Heptan		Naphthalin	
	Depol.-Fakt.	Rel. Int.	Depol.-Fakt.	Rel. Int.	Depol.-Fakt.	Rel. Int.
20	0,485	1,00	0,127	1,00	—	—
50	—	—	—	—	0,71	—
100	0,394	1,33	0,100	1,30	—	—
200	0,154	2,40	0,038	3,97	0,635	—
225	—	—	0,026	6,8	—	—
240	—	—	0,020	10,1	—	—
250	0,061	6,0	0,017	13,4	—	—
260	0,045	10,7	0,0165	16,8	—	—
270	0,025	19,4	0,0155	28,1	—	—
280	0,015	62,0	—	—	—	—
300	—	—	—	—	0,41	—

Die absoluten Werte der zerstreuten Intensität sind für Naphthalin etwa 3 mal so groß wie für Heptan und etwa 0,4 mal so groß wie für Benzol bei Zimmertemperatur. Der Wert des Depolarisationsfaktors q der Cabannesschen Formel ist stark ausgeprägt. Vergleich mit der Einsteinschen Theorie läßt sich wegen der mangelnden Kompressibilität nicht durchführen. H. R. S.

K. R. Ramanathan. The molecular scattering of light in benzene, carbon tetrachloride and liquid. Phys. Rev. (2) **21**, 564—572, 1923, Nr. 5. Die Intensität des in der Flüssigkeit zerstreuten Lichts, bezogen auf die Streuung von flüssigem Äther bei 35°, wurde bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Die Zunahme mit der Temperatur ist beträchtlich (s. Tabelle). — Die von Raman aufgestellte Beziehung $\frac{Sr}{q(1+r)}$ ist, wie ersichtlich, bestätigt. Die Werte von q konnten aus Dietericis An-

Temperatur	Gesättigter Benzoldampf				Flüssiges Benzol			
	S_t/S_a	ϱ_t/ϱ_{182}	r in Proz.		Temperatur	S_t/S_a	r in Proz.	
			beob.	ber.			beob.	ber.
5	—	—	7,2	—	35	3,2	43	44
0	—	—	6,2	—	125	3,67	32	31
2	0,95	1,00	3,5	3,2	182	5,48	19	16
4	1,56	1,48	3,4	2,8	205	7,21	14	10,3
8	3,00	2,25	2,5	2,2	228	11,0	9,5	7,0
7	4,9	3,00	2,0	2,0	268	20,5	3,0	2,9
7	11,9	4,5	1,5	1,2	280	—	2,8	—
10	—	—	0,9	—	283	102	—	—

S_t Zerstreuung bei $t^\circ\text{C}$; S_a Zerstreuung in Äther von 35° ; ϱ_t Dichte bei $t^\circ\text{C}$;

r Verhältnis der schwächeren Komponente zur stärkeren im zerstreuten Licht.

chnet werden. Bezüglich des Wertes von S ist die Einstein-Smoluchowskische
el der Rayleighschen überlegen.

H. R. SCHULZ.

W. Mason. Structural colors in feathers. Journ. phys. chem. 27, 201
, 1923, Nr. 3. Das Weiß weißer Federn entsteht durch diffuse Reflexion wie das
von Milch, Papier, Porzellan. Sind die zahlreichen Oberflächen der Radii
bules“) das zerstreue Material oder die Oberflächen der Poren in den Zell-
en der Radii oder die Oberflächen des blasigen Marks im Innern des Kiels,
werden die Federn mit einer Flüssigkeit von gleichem Brechungsquotienten,
Kanadabalsam, $n = 1,54$, durchfeuchtet, durchsichtig und fast unsichtbar. Wird
die Zerstreuung wie bei den Gänsekielen durch verschiedene Brechungsquotienten
hiedener Zellteile hervorgerufen, ohne daß luftgefüllte Höhlungen vorhanden
so hat Durchtränken mit einer Flüssigkeit des gleichen n keinen Einfluß. Sehr
e Pigmente sind nötig, um weiße Federn farbig zu machen, da die Federstruktur
arbe aufhebt. — Das Blau aller nicht irisierenden blauen Federn ist, wie schon
cker behauptet hat, das Blau trüber Medien. Es entsteht in den porösen Zell-
en einer Schicht polygonaler Zellen (Zellendurchmesser etwa 15μ , Porendurch-
er kleiner als $0,3\mu$), die zwischen dem inneren dunkel gefärbten Mark und der
en durchsichtigen Keratinschicht liegen. Hierfür werden zahlreiche Beweise
bracht, u. a. mikroskopische Untersuchung, Verschwinden der Farbe beim Durch-
sten mit einer Flüssigkeit des gleichen n , orangegelbe Farbe in der Durchsicht,
elle Polarisation des blauen Lichts, Weißlichwerden des Blauen beim Aufquellen,
tigtwerden beim Zusammenpressen der Zellen. — Ist die äußere Keratinschicht
gefärbt, so erscheinen die Federn in einem nicht irisierenden Grün. Behandlung
weißem Alkohol oder Ausbleichen entfernt den gelben Farbstoff und läßt nur das
trüber Medien zurück. Doch gibt es auch grüne Federn, die ihre Farbe einem
en Farbstoff verdanken.

BUCHWALD.

W. Mason. Structural colors in feathers. II. Journ. phys. chem. 27,
447, 1923, Nr. 5. Die Federn, die ihre Farbe mit dem Einfallswinkel ändern
ernde Federn), zeigen durchweg folgende Struktur der Radii („barbules“), die
der Sitz der Farbe sind: innen ein zentrales Mark, etwa 2μ dick, dann drei
henraumlos aneinander anschließende dünne Schichten von gleicher und gleich-
ger Dicke (je $0,4$ bis $0,5\mu$). Diese Schichten liefern Farben dünner Blättchen

So erklärt sich — im Gegensatz zu den Theorien, die die Farben als prismatische oder Beugungs- oder Oberflächenfarben deuten — die starke Änderung der mit dem Einfallswinkel, die Möglichkeit, die Farben in die Newtonsche einzureihen (es sind meist Farben am Ende der zweiten und in der dritten Ordnung), die Wirkung von Druck und Aufquellen auf die Farbe, die Nichtflussung der Farbe beim Ausbleichen, das Fehlen der Farbe im durchgehenden Licht, die Abschwächung der Farbe beim Eintauchen der Feder in eine Flüssigkeit, die Brechungsquotienten 1,55 bis 1,60, die Beobachtung der Erscheinung im polarisierten Licht.

Buch

G. G. Becknell and John Coulson. Diffraction caustics due to apertures. Phys. Rev. (2) **21**, 480, 1923, Nr. 4. Vgl. diese Ber. S. 194.

H. R. S.

Walter König. Einige Bemerkungen zur Metallreflexion. Ann. d. Phys. **71**, 65—71, 1923, Nr. 9/12. Während bei Reflexion von Lichtwellen an Metallen der Haupteinfallswinkel merklich von 90° verschieden ist, nähert er sich, wenn die Wellenlänge immer mehr dem Werte 90° . Im Gebiete ultraroter Strahlung müßte es also möglich sein, mit Hilfe des Lloydschen Interferenzversuches die Erscheinungen zu beobachten, die sich durch die Phasenverschiebungen in der streifenden Einfalls ergeben. Damit würde eine Ergänzung der Lindman'schen Versuche möglich sein.

H. R. S.

L. P. Sieg. On the optical constants of selenium in the form of isotropic crystals. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 448—460, 1922, Nr. 5. Eine eingehende Prüfung der von Drude und Müller benutzten Formeln zeigt, daß die von ihnen eingeführte Vereinfachung für Selenkristalle ausreichend ist. Die Auswertung der Wiedemann'schen Versuche gibt dann für die Brechungszahlen n_1 und n_2 sowie für die Absorptionsindizes k_1 und k_2

$\lambda(\mu)$	k_1	n_1	k_2	n_2
0,45	0,92	3,66	0,62	3,06
0,50	0,51	5,00	0,50	3,22
0,55	0,24	5,56	0,37	3,72
0,65	0,58	5,07	0,53	3,84
0,70	0,36	4,95	0,36	4,12

Eine besondere Anordnung erlaubte auch, die Reflexionsvermögen für die beiden Komponenten unmittelbar zu messen. Monochromatisch paralleles Licht wurde seitwärts in eine Abschwächungsvorrichtung geleitet und darauf zu dem einen Feld eines Photometerwürfels geführt, während der andere Teil des Bündels durch einen Verilluminator auf den unter einem Mikroskopobjektiv befindlichen Kristall geleitet wurde. Das reflektierte, nahezu parallele Licht gelangte dann zum anderen Vergleichsfeld. Die auf etwa 5 bis 7 Proz. genauen Werte schließen sich den Skinner'schen Ergebnissen an.

H. R. S.

A. Ehringhaus und H. Rose. Über die Abhängigkeit der relativen Dispersion der Doppelbrechung vom Atomgewicht. ZS. f. Krist. **58**, 460—477, 1922. besteht eine einfache gesetzmäßige Änderung der reziproken relativen Dispersion

$\frac{4D}{\Delta F - \Delta C}$ der Doppelbrechung bei Kristallen verwandter chemischer Zusammensetzung, die sich nach den bisherigen Versuchen auf den Austausch von Kationen aus einer Gruppe des periodischen Systems beschränkt. Das Kennzeichen metrischer Ähnlichkeit oder der Isomorphie kommt erst in zweiter Linie zur Geltung. So folgt für:

Alkalidithionate			Dithionate			
$K_2S_2O_6$	$Rb_2S_2O_6$	$Cs_2S_2O_6$	$CaS_2O_6 \cdot 4H_2O$	$SrS_2O_6 \cdot 4H_2O$	$BaS_2O_6 \cdot 4H_2O$	$PbS_2O_6 \cdot 4H_2O$
11,2	9,7	5,6	4,6	1,8	1,3?	— 30,7
39,1	85,5	132,8	40,1	87,6	137,4	207,2
19	37	55	20	38	56	82
44,9	56,2	70,7	25,3	34,5	36,6	18,3

Sulfate			
$CaSO_4$ Anhydrit	$SrSO_4$ Cölestin	$BaSO_4$ Baryt	$PbSO_4$ Anglesit
18,9	16,4	6,6	17,0
46,4	47,4	36,0	29,3
38,7	34,2	24,6	23,9

Silikate			Oxyde			
Be_2SiO_4 Phenakit	Zn_2SiO_4 Willemitt	CuH_2SiO_4 Diopas	SiO_2 Quarz	TiO_2 Rutil	TiO_2 Anatas	SnO_2 Zinnstein
78,7	35,9	12,6	33,7	7,4	3,0	— 27,2
9,1	65,4	63,6 + 2	28,3	48,1	48,1	118,7
4	30	29 + 1	14	22	22	50
4,7	9,2	7,1 + ?	11,8	13,6	13,6	16,3

bedeuten dabei A das Atomgewicht, Z die Ordnungszahl und V das Atomvolumen des Kationenelementes. Ausführliche Tabellen der Brechungszahlen für die einzelnen Elemente (teils nach der Prismenmethode, teils auf Grund von Interferenzmessungen) sind beifolgend beigegeben.

H. R. SCHULZ.

Reeb. Über eine Methode zur Messung der Dispersion der künstlichen Doppelbrechung. Ann. d. Phys. (4) 71, 427—456, 1923, Nr. 14. Die Anordnung zur Messung der Doppelbrechung war folgende: Das von einer Bogenlampe ausgehende Licht wird durch Blenden parallel gemacht und durchsetzt einen Polarisator, dessen Schwingungsebene unter 45° zur Vertikalen geneigt ist. Das dann folgende Material der Vertikalen gedehnte Material ruft einen Unterschied der Hauptbrechungsindizes hervor; mit Hilfe einer von König vorgeschlagenen Quarzdoppelplatte (bestehend in den beiden gleich dicken Hälften senkrecht zueinander) wird in einem

Spektrographen ein System von Interferenzstreifen erzeugt, deren Verschiebung einen Soleil-Babinetschen Kompensator ausgeglichen werden kann. Die Stanten der Quarzdoppelplatte sind bereits früher von Köhler bestimmt. — Es sind einige Justiervorschriften für Quarzplatte und Kompensator gegeben und nach Angabe der zu erwartenden Fehler die Ergebnisse für Gelatinelösungen und Gläser mitgeteilt. Für den Fehler des Gangunterschiedes ist etwa 0,3 Prozent zu nehmen, für Δn ein Wert von 0,0001. — Die zeitliche Änderung der Doppelbrechung der Gelatinelösung wird auf Wasserverlust zurückgeführt. Bei Einbettung des Spannungsapparates in Toluol hat sich nur noch eine geringe Änderung der Doppelbrechung nachweisen lassen. Es ist gefunden worden:

λ	Gelatinelösung 17 Proz.		Gelatinelösung 20 Proz. + 10 g NaCl		Gelatinelösung 20 Proz. + 15,9 g Zucker
	$n_e - n_o$	n	$n_e - n_o$	n	$n_e - n_o$
	$(n_e - n_o)_{585,4}$		$(n_e - n_o)_{585,4}$		$(n_e - n_o)_{585,4}$
645	0,9829	1,3588	0,9847	1,3738	0,9756
614,1	0,9918	1,3596	0,9923	1,3747	0,9878
585,4	1,0000	1,3605	1,0000	1,3756	1,0000
559,9	1,0099	1,3614	1,0093	1,3766	1,0114
536,5	1,0204	1,3624	1,0199	1,3776	1,0238
515,5	1,0313	1,3635	1,0309	1,3785	1,0365
496,1	1,0426	1,3646	1,0400	1,3795	1,0521

λ	Gelatinelösung 20 Proz. + 2,5 g CuSO_4		Wasserfreie Gelatinefolie 0,08 mm	Glas $n_D = 1,532$; n
	$n_e - n_o$	n	$n_e - n_o$	$n_e - n_o$
	$(n_e - n_o)_{585,4}$		$(n_e - n_o)_{585,4}$	$(n_e - n_o)_{585,4}$
645	—	—	0,9898	0,9779
614,1	—	—	0,9958	0,9897
585,4	1,0000	1,3639	1,0000	1,0000
559,9	1,0094	1,3649	1,0059	1,0059
536,5	1,0189	1,3658	1,0104	1,0165
515,5	1,0308	1,3668	1,0153	1,0275
496,1	1,0415	1,3677	1,0177	1,0358

Die hieraus sich ergebenden Folgerungen bezüglich des Zusammenhangs zwischen der relativen Doppelbrechung $\frac{n_e - n_o}{(n_e - n_o)_{585,4}}$ und dem zugehörigen Brechungsindex n im undeformierten Zustande bestätigen die Havelocksche Beziehung nicht. Mehr ist der Ausdruck $\frac{d \cdot (n_e - n_o)}{n(n^2 - 1)^3}$ näherungsweise als konstant zu betrachten. Um auch in der Nähe von Absorptionsstreifen messen zu können, wird die Einschaltung eines Gipskeiles vorgeschlagen. Die Messung ist dann auch ohne Kompensator möglich. In den Absorptionsstreifen von Didymglas ist keine Anomalie zu bemerken, demgemäß muß auch für $n_e - n_o$ ein kontinuierlicher Verlauf angenommen werden.

Veigel. Über die Farbenänderung von Korund und Spinell mit der Temperatur. S.-A. Neues Jahrb. f. Min. Beilageband 48, 274—309, 1921. Die zu untersuchenden Kristallplatten, deren Orientierung beim Korund parallel der optischen Achse war, wurden in ein Asbestblättchen eingepaßt und mit Marquardtscher Klemme auf einem Stabe aus gleichem Material befestigt. Nach langsamer Trocknung wurden die Scheiben dann in einen Röhrenofen mit Platinwicklung eingesetzt werden, deren Temperatur mit Pt—PtRh-Thermoelement gemessen wurde. Auf der Platte wurde der Krater einer Bogenlampe abgebildet und ein Bild des Kristalles wurde auf dem Spalt eines Glanschen Spektralphotometers entworfen. Als Vergleichslichtquelle wurde eine Liliputbogenlampe. Bei der großen Intensität des Kraterlichtes war eine Berücksichtigung der Eigenstrahlung des Präparates selbst bei 1300° nicht nötig. — Die relativen Durchlässigkeiten gestatten unter Benutzung der König-Dieterichschen Formeln für die Abhängigkeit der Intensitäten der Grundempfindungen von der Wellenlänge die Farbe des durchgelassenen Lichtes rechnerisch zu bestimmen. Für die untersuchten Kristalle (Rubin, roter und blauer Spinell, Saphir) sind die Farbenänderungen im wesentlichen in Übereinstimmung mit den Angaben früherer Beobachter. Während aber für die roten Kristalle die Farbänderung reversibel ist, tritt für die blauen Kristalle eine Änderung der Absorptionskurve nach dem Erhitzen ein, die auf ein vollkommen andere Beschaffenheit des Farbstoffes hindeutet. H. R. SCHULZ.

Lucas. Pouvoir rotatoires naturel et magnétique. C. R. 176, 81—83, 1923, 1922. Es wird untersucht, wie sich eine Substanz mit natürlicher Polarisation in einem magnetischen Feld verhält, ob es sich um eine reine und einfache Additivität der Rotationskräfte handelt, oder ob die einzelnen Erscheinungen aufeinander einwirken. Für die Rotationskraft im Magnetfeld wird die Formel $\frac{z}{2} f \omega^2 \sum \frac{1 + \phi^2}{1 - \phi^2} \sum$ abgeleitet und ist von derjenigen, welche man bei Abwesenheit des magnetischen Feldes erhält, kaum verschieden, so daß ein Austausch experimentell kaum in Erwägung treten kann. Dies rechtfertigt die Meßmethoden, bei denen man eine einfache Superposition annimmt. Berücksichtigt man die Wirkung des Magnetfeldes auf die Orientierung, so kann folgende Formel für die magnetische Rotation, aus dem von Verdet'schen Gesetz, angenommen werden: $\alpha = z H \frac{e}{m} \frac{\lambda}{2 \nu} \frac{dn}{d\lambda}$, und es zeigt sich, daß diese proportional dem Inhalt des Magnetfeldes und infolgedessen umgekehrt proportional der absoluten Temperatur ist. Der Symmetriegrad der Erscheinung fordert übrigens eine ungleiche Funktion des Feldes für diesen Winkel. Es ist möglich, daß dieser Winkel bei besseren experimentellen Bedingungen auch gemessen werden kann. GAISSE.

van Riwin. Das Wesen der Lichtzerstreuung in flüssigen Kristallen. Diss. Utrecht, 1923. Es ist die Durchlässigkeit als Maß der Zerstreuung bei flüssigen Kristallen bestimmt worden, um eine Erklärung für die Unterschiede der Beobachtungen von Moll und Ornstein angenommenen Phasen „ex-fest“ und „ex-flüssig“ zu geben. Untersucht wurden p-Azoxyanisol, Anisaldazin und Cholesterylbenzoat in der Weise, daß das Licht einer konstant brennenden 4-Volt-Nitralampe durch ein Präparat bestimmter Dicke geschickt und das durchtretende Licht spektral zerlegt und photometert wurde. Platte (vorwiegend Panchromatic, Wratten und Wrainwright) und Flüssigkeit (Glyzin) haben Einfluß auf das Ergebnis der Messung und müssen mit größter Sorgfalt ausgewählt werden. Die Schwärzung ist mit dem registrierenden Spektralphotometer von Moll ausgewertet worden. Die Notwendigkeit genauer Kenntnis

des Schwärzungsgesetzes wird umgangen durch Herstellung einer Reihe von Vergespektralen mit bekannter konstanter Schwächung für das ganze Spektrum. — Man nimmt an, daß die Streuung nur durch Brechungsänderungen hervorgerufen wird, so wird die Streuung durch eine Konstante bestimmt, die von der Doppelbrechung des Mediums, der Größe der Elementarstruktur und ihrer Orientierung abhängt. Für gleiche Durchlässigkeit D muß ferner also das Produkt aus dem Parameter und der Schichtdicke d unabhängig von der Wellenlänge sein, was durch die Ergebnisse der Messungen bestätigt wird. Der Einfluß der Absorption kann ausgeschaltet werden, wenn man annimmt, daß sie sich mit der Temperatur wenig ändert, also für den kristallinisch-flüssigen Zustand im wesentlichen den gleichen Wert hat, wie für die isotrop-flüssige Phase. Als Beziehung muß gültig sein $\omega^2 = C(n - n')^2$, d. h. der Parameter muß in erster Näherung der Differenz der Hauptbrechungsindizes proportional sein. Die Doppelbrechung $(n - n')$ läßt sich bestimmen, wenn man die Substanzen in die Form einer dünnen Linse bringt und die Radien der im polarisierten Licht auftretenden Ringe bestimmt. Es wird erhalten:

λ	p-Azoxyanisol $t = 127^\circ$ ($n - n'$)	Anisaldazin $t = 173^\circ$ ($n - n'$)	λ	p-Azoxyanisol $t = 127^\circ$ ($n - n'$)	Anisaldazin $t = 173^\circ$ ($n - n'$)
670 m μ . . .	0,239	0,258	580 m μ . .	0,272	0,292
645 m μ . . .	0,245	0,268	550 m μ . .	0,292	0,308
589 m μ . . .	0,265	0,286	535 m μ . .	0,303	0,318

und für die Durchlässigkeit in Prozenten:

p-Azoxyanisol, ex-flüssig, $t = 126^\circ$.

λ/d	0,15 mm	0,21 mm	0,50 mm	1,24 mm	2,00 mm	λ/d	0,15 mm	0,21 mm	0,50 mm	1,24 mm
489	34	24	8,0	—	—	596	51	41	19	4,5
510	40	31	11	—	—	639	53	44	23	6,3
533	43	34	14	—	—	661	54	46	25	7,2
560	48	36	16	3,2	—					

Anisaldazin, ex-flüssig, $t = 173^\circ$.

λ/d	0,06 mm	0,15 mm	0,38 mm	0,76 mm	1,23 mm	λ/d	0,06 mm	0,15 mm	0,38 mm	0,76 mm
455	51	30	8,4	—	—	577	68	40	19	7,3
471	53	30	11	2,2	—	617	72	42	20	8,2
499	56	34	13	4,0	—	661	80	45	22	10
533	62	37	17	5,4	—					

Auf Grund der Zahlen können die oben erwähnten Gesetze bestätigt werden und es wird gefolgert, daß die als „ex-fest“ und „ex-flüssig“ bezeichneten Phasen sich durch die Orientierung ihrer Oberflächenschichten unterscheiden, im wesentlichen aber identisch sind. Für Cholesterylbenzoat sind die Gesetze der Zerstreuung komplizierter.

H. R. Sch.

ges Dejardin. Sur l'ionisation de la vapeur de mercure en présence
gon. C. R. 175, 1203—1206, 1922, Nr. 24. [S. 1296.] MINKOWSKI.

. Child. A continuous spectrum from mercury vapor. Astrophys. Journ.
29—344, 1922, Nr. 4. Nähere Untersuchungen über die Entstehungsbedingungen
bekannten kontinuierlichen Quecksilberspektrums, das dem Auge als grünes
enten erscheint, tatsächlich aber von Rot bis Ultraviolett reicht. Zur Hervorrufung
Spektrums müssen drei Bedingungen erfüllt sein: 1. Kleine Stromdichte, daher
lenzmaschine zur Anregung am geeignetsten; 2. Temperatur zwischen 120° und
nicht genau ermittelten oberen Grenze; 3. Dichte ungefähr diejenige von ge-
tem Hg-Dampf bei 120° . Besonders schön tritt das Spektrum auf, wenn an der
Elektrode das Quecksilber verdampft, an der anderen es sich niederschlägt.
ten fremder Gase verhindern die Entstehung. Zur Anregung ist keine Ionisierung
erlich: In einer Glühkathodenröhre trat das Spektrum bereits bei 7 Volt Spannung
während die Ionisierungsspannung des Hg-Atoms über 10 Volt beträgt. Die Ioni-
gungsspannung von Hg-Dampf ergab sich um 3 Volt niedriger als die des Hg-Atoms,
der Dampf das grüne Leuchten zeigte. Auch reagiert der Dampf in diesem
nde mit Luft zu einer schwarzen Verbindung. Als Träger dieses Spektrums wird
mehratomiges Molekül angenommen, das unter Einwirkung der Einstrahlung von
das grüne Leuchten gibt. Joos.

ick. Der Zeemaneffekt des Bogen- und Funkenspektrums von Mangan. I.
Phys. 15, 206—243, 1923, Nr. 4/5. Außerordentlich reichhaltiges Material über
eemantypen der Triplets und Multiplets, das hier nicht im einzelnen wieder-
gen werden kann. Als Lichtquelle diente eine Vakuumbogenlampe mit Wolfram-
tift als Abreißkathode. Die Lampe wurde mit Wasserstoff von etwa 1 cm Druck
rt. Die Ermittlung der wahren anomalen Aufspaltung verlangt wegen des be-
unden Paschen-Back-Effekts eine Ausgleichung der beobachteten Unsymmetrien
damit eine Extrapolation auf die Feldstärke Null. Deshalb stellt Verf. das Meß-
nis zunächst nicht durch Rungesche Brüche dar, sondern in Form von Dezimal-
ten. Aus diesen ermittelt er dann nach den Landéschen Regeln die Aufspaltungs-
ten g für die beiden, die Linie bildenden Terme, die sich ebenfalls in Form von
malbrüchen ergeben. Nachdem diese in richtiger Weise durch Rationalzahlen
gestellt sind, kann der Zeemantyp frei von den Störungen durch Paschen-Back-
e, nach den Landéschen Formeln angeschrieben werden. Ein Ergebnis der
tsuchungen ist auch, daß der Sommerfeld-Kosselsche Verschiebungssatz ent-
gt von Catalan geäußerten Zweifeln auch für Bogen- und Funkenspektrum des
ans Gültigkeit behält. Joos.

Torsen. Seriendarstellung des Gold-Bogenspektrums. Naturwissensch.
40—501, 1923, Nr. 25. Die Spektrallinien des Goldes waren bis jetzt nur unvoll-
ng bekannt und konnten nicht in ein Serienspektrum eingeordnet werden. Neue
ahmen des Verf. vom Goldbogen mit einem lichtstarken Quarzspektrographen
ten eine Anzahl von neuen Goldlinien die in eine scharfe und eine diffuse Serie
grndnet werden konnten. In der nachfolgenden Tabelle bedeuten λ die Wellen-
g und ν die Wellenzahl (beide in Rowl. Syst. Luft), $\delta\nu$ die Dublettendifferenz, I die
eität, ms und md die Werte der Spektraltermine und n die effektive Quantenzahl,
e Quadrat, in den Nenner der Rydbergschen Formel eingesetzt, den Wert des
ts ergibt. Die neuen Linien sind mit einem * bezeichnet. Aus früheren
ungen des Zeemaneffektes der Goldlinie (W. Hartmann, Diss. Halle, 1907) geht

hervor, daß λ 5837 die für eine $p_2 s$ -Kombination typische Aufspaltung zeigt, w λ 4811 und λ 4792 bzw. wie $p_1 d_2$ - und $p_1 d_1$ -Kombinationen aufgespalten wer Übereinstimmung mit dem gefundenen Serienschema.

Tabelle 1. Scharfe Serie des Goldspektrums. $2p_1 = 33\,242$, $2p_2 =$

λ	I	ν	$\delta\nu$	$m s$	
— 2428,06	10 R	— 41 185,2			
— 2676,05	10 R	— 37 368,5	3816,7	74510	1,2
7510,97	6	13 313,9			
5837,64	6	17 130,2	3816,3	19928	2,3
4241,99	4	23 573,8			
* 3650,89	3	27 390,6	3816,8	9666	3,3
* 3634,75	2	27 512,2			
* 3192,04	1	31 327,9	3815,7	5729	4,3
* 3395,66	1	29 449,4			
* 3006,02	$\frac{1}{2}$	33 266,6	3816,2	3791	5,3
* 3270,35	$\frac{1}{2}$	30 577,8		2664	6,4

Tabelle 2. Diffuse Serie des Goldspektrums. $2p_1 = 33\,242$, $2p_2 =$

λ	I	ν	$\delta\nu$	$m d$	
4811,82	5	20 782,3			
4792,79	8	20 864,7	82,4	12457	2,970
4065,22	6	24 598,9	3816,6	12377	2
* 3802,12	1	26 301,1			
* 3795,91	4	26 344,1	43,0	6940	3,975
3320,32	2	30 117,6	3816,5	6898	3
* 3471,92	1	28 802,5			
3467,19	3	28 841,8	39,3	4439	4,970
* 3065,71	1	32 618,9	3816,4	4399	4
* 3312,53	$\frac{1}{2}$	30 188,4			
3308,43	2	30 225,9	37,5	3053	5,994
* 2940,87	1	34 003,6	3815,2	3015	6
* 3225,92	$\frac{1}{2}$	30 998,9			
* 3222,19	1	31 034,8	35,9	2239	7,000
* 2872,02	$\frac{1}{2}$	34 818,7	3819,8	2207	7

J. HOLTS.

G. Polvani. Studio stroboscopico dello spettro dell' arco alternativo alta frequenza. Cim. (6) **23**, 59—75, 1922, Nr. 1. Versuchsanordnung: Der Wechselstrom von 6000 Perioden gespeiste Bogen wird zunächst auf eine B abgebildet, die den zu untersuchenden Teil ausblendet. Von dieser führt der Str gang weiter durch zwei Linsen, zwischen denen die stroboskopische Scheibe Diese sitzt auf der Achse der Hochfrequenzmaschine und hat ebenso viele r

te, als der Rotor der Maschine Zähne besitzt. Das Lichtbündel wird dann durch halbversilberte Glasplatte in zwei Teile getrennt. Der eine trifft nach mehreren Reflexionen auf den Spalt eines großen Spektrographen, wobei die Anordnung getroffen ist, daß das Bild der rotierenden Scheibe auf den Spalt fällt. Auf diese Weise hat man in dem vom Spektrographen gelieferten Spektrum die verschiedenen Stadien des Bogens untereinander liegen. Die Lagen der zu einem Maximum und Minimum des Stromes gehörenden Spektren sind durch zwei über den Spalt gespannte Fäden markiert, nachdem die zugehörigen Blendenstellungen durch einen optischen Versuch ermittelt waren. Der andere Teil des Bündels trifft nach weiteren Reflexionen und Refraktionen schließlich den Spalt eines Spektroskops. Dabei ist der Strahlengang so eingerichtet, daß man durch Drehen der Apparatur das Verhalten einer bestimmten Linie in einer bestimmten Phase gesondert beobachten kann. Ergebnisse: a) Bogen zwischen reiner Kohle, zwischen Dochtkohlen mit Kaliumsilikat, Calciumfluorid, Strontiumfluorid, Bariumchlorid: Die Linien der zugesetzten Metalle treten nur in der Nähe der Elektroden Intensitätsänderungen, und zwar mit einer Periode gleich der halben Periode des Stroms. Außerdem macht sich die volle Periode des Stroms darin bemerkbar, daß die Metalllinien am stärksten bei dem Extremwert des Stroms hervortreten, bei dem die nahegelegene Elektrode Kathode ist. Dasselbe gilt von den sogenannten Cyanbanden. b) Bogen zwischen Kohle und Metall: In diesen Bogen macht sich eine starke Gleichrichterwirkung bemerkbar, indem der Strom im wesentlichen nur vom Metall zur Kohle fließt. Infolgedessen erreichen hier die Metalllinien ihre größte Intensität, wenn das Metall Anode ist. Dagegen verhalten sich die Linien im Bogen zwischen Kohlen mit Metalldocht wie die oben beschriebenen Salzdochtlinien. Joos.

Pringsheim. Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Theorie. 2. Aufl. Mit 33 Abbildungen. VIII und 228 S. Berlin, Verlag von Springer, 1923. Die hier schon referierte erste Auflage (diese Ber. 3, 607, 1922) ist in der vorliegenden Ausgabe vervollständigt worden unter Berücksichtigung der bis Anfang 1923 erschienenen Literatur. Erweiterungen haben vor allem erfahren die Abschnitte über die Oberflächenfluoreszenz des Hg, die photochemischen Theorien, die Lenardschen Theorien und die organischen lumineszierenden Körper, das letzte Kapitel hauptsächlich durch Aufnahme eines Abschnittes über die Tiedeschen Borsäurephosphore.

PETER PRINGSHEIM.

Pringsheim. Über die photochemische Umwandlung fluoreszierender Farbstofflösungen. ZS. f. Phys. 16, 71—76, 1923, Nr. 1. Zwei verdünnte wässrige Eosinlösungen, von denen die eine mit 0,5 Proz. Alkohol versetzt ist, zeigen identische Absorptionsspektren und gleiches Fluoreszenzvermögen, solange sie dem Licht nicht zu hoher Energiedichte erregt werden, während bei Bestrahlung mit stark konzentriertem Licht einer Bogenlampe die durch Alkoholzusatz empfindlich gemachte Lösung eine andersartige und sehr viel schneller verlaufende photochemische Umwandlung erleidet als die gewöhnliche Lösung. Die Versuche wurden mit dem spektral zerlegten Licht einer Hg-Punktbogenlampe wiederholt, wobei sich ergab, daß die grüne Hg-Linie sowohl Fluoreszenz als photochemische Reaktion hervorruft. Es scheint, daß nicht die gleichen Moleküle an beiden Effekten teilnehmen — indem die Fluoreszenz genau ebenso auch ohne chemische Verwandlung auftritt — und andererseits schon einmal erregtes Molekül kaum ein zweites Quant von Licht genau der gleichen Wellenlänge absorbieren dürfte, muß vielleicht an Energieübertragung zwischen dicht benachbarten erregten Molekülen durch Stöße zweiter Art gedacht werden.

PETER PRINGSHEIM.

S. J. Wawilow und W. L. Lewschin. Beiträge zur Frage über polarisiertes Fluoreszenzlicht von Farbstofflösungen. II. ZS. f. Phys. **16**, 135—154, Nr. 2. Auf Grund ihrer neueren Versuche bestätigen die Verff. die prinzipielle Richtigkeit der Weigertschen Beobachtungen. Bei Untersuchung von 26 verschiedenen Farbstoffen in verschiedenen Lösungsmitteln zeigte sich, daß die in Wasser hell fluoreszierenden Farbstoffe praktisch nicht polarisieren; hingegen weisen Wasser schwach fluoreszierende Farbstoffe starke Polarisation auf. In Glycerin polarisieren alle Farbstoffe praktisch gleich stark (35 Proz.), und zwar unabhängig von der Wellenlänge des Fluoreszenzspektrums. Wichtig ist für die Stärke der Polarisation die Zähigkeit, die einerseits durch Änderung der Lösungsmittel, andererseits durch Temperatursteigerung beliebig gewählt werden kann. So ergibt Erythrin

Lösungsmittel	Zähigkeit	Polarisationsgrad Proz.	Lösungsmittel	Zähigkeit	Polarisationsgrad Proz.
Wasser	0,0114	32	Äthylalkohol . . .	0,024	
Amylalkohol	0,057	28	Methylalkohol . . .	0,006	
Isobutylalkohol . . .	0,045	24	Aceton	0,003	

Entsprechend nimmt die Polarisation bei Fluorescein, Magdalarot, Rodulinorange, Eosin (gelb), Rose Bengale, Erythrosin mit abnehmender Temperatur zu; die Steilheit steigt um so steiler an, je heller die Fluoreszenz ist. Nur bei zwei Farbstoffen (Rhodamin B extra und Rhodamin G extra in Glycerin) hat Temperaturänderung zwischen -5° und $+180^{\circ}$ keinen Einfluß. Wichtig ist die Unterscheidung zwischen „echter“ und „scheinbarer“ Zähigkeit. Bei kolloidaler Lösung (Kollodium, Cellulose in Aceton) kommt im wesentlichen nur die Zähigkeit des Lösungsmittels für die Polarisation in Frage. — Bei Erregung mit natürlichem Licht ist der Polarisationsgrad p_n größer als die Hälfte des Polarisationsgrades p_p bei polarisiertem Licht. In isotropen Medien läßt sich die Beziehung aufstellen $p_n = \frac{p_p}{2 - p_p}$, die nach der folgenden Tabelle den Versuchsergebnissen entspricht.

Farbstoff	p_p	p_n	
		beobachtet	berechnet
Rodulinorange N	35	21,6	21,2
Eosin I blau B	35	20,6	21,2
Rosolscharlach G extra . . .	35,8	21,5	21,7
Eosin S extra	34	21,2	20,7
Rhodamin B extra	23,7	13	13,4

Die folgende Erörterung über die Möglichkeit einer Theorie der Erscheinung der Zugrundelegung bisher bestehender Hypothesen läßt erkennen, daß thermische Aggregation der Moleküle sowie Anisotropiegrad des Oszillators wesentlichen Einfluß auf den Polarisationsgrad haben. Wenn man von der Frequenzänderung absieht, so ist die klassische Theorie zur Erklärung der Erscheinungen. Auf die einschlägigen Arbeiten von Rayleigh und Cabannes wird hingewiesen.

H. R. S.

Cudden und R. Pohl. Über lichtelektrische Wirkung und Leitung in Kristallen. ZS. f. Phys. **16**, 170—182, 1923, Nr. 3. Nach der Ansicht der Verff. ist Untersuchung der lichtelektrischen Leitfähigkeit prinzipiell zu unterscheiden in solchen Kristallen, in denen, gekennzeichnet durch hohen optischen Brechungsindex im Durchlässigkeitsgebiet ($n_p > 2$), die Elektronen große Verschieblichkeit besitzen und solchen, in denen die Kristallgitter durch kolloidale Einlagerungen fremder Stoffe gestört sind. Die experimentellen und theoretischen Untersuchungen der beiden Autoren beziehen sich bisher fast ausschließlich auf die erste Gruppe und hier wieder vornehmlich auf den sogenannten Primärstrom, der bei kleiner Intensität des erregenden Lichts und kurzer Belichtungszeit zu beobachten ist: derselbe ist mit wachsender Feldstärke einem Sättigungswert zu, welcher der absorbierten Lichtenergie genau proportional und unabhängig von der räumlichen Verteilung dieser Energie auf die bestrahlte Fläche ist. Es wird angenommen, daß in diesem Fall die Stromleitung ausschließlich von den durch das Licht freigemachten Elektronen besorgt wird, während die positiven Ionen zunächst an ihrem Orte bleiben. Für die Richtigkeit dieser Auffassung spricht das Auftreten positiver Raumladungen im Innern des Kristalls sowie der Einfluß eines Leitungshindernisses auf dem Wege zwischen belichteter Stelle und Anode. Da, wenn die ganze Kristallfläche zwischen den Elektroden belichtet wird, die Elektronen von ihrer Ablösungsstelle zur Anode im Abstand nur die halbe Entfernung zwischen den Elektroden zurücklegen, wird durch die coulombische Methode auch nur die Hälfte der Elektrizitätsmenge in Coulomb gemessen, die durch die absorbierte Lichtenergie freigemacht worden ist. Für Diamant stimmt das bei Bestrahlung mit Hg bei $313 m\mu$ sehr gut mit den Beobachtungen überein, wenn man die Zahl N der freigemachten Elektronen aus der absorbierten Lichtmenge q durch die Beziehung $N = \frac{q}{h\nu}$ berechnet. Die einfallende Lichtdichte betrug dabei $2,16 \cdot 10^{-6}$ cal/sec cm². Durch Bestrahlung mit intensivem ultraviolettem Licht (etwa $5 \cdot 10^{-2}$ cal/sec cm²) läßt sich nachträglich oder auch während der ultravioletten Erregung die Raumladung beseitigen, d. h. unter Wirkung dieser Bestrahlung wandern auch die positiven Ionen nach der Kathode zu wandern, und dann erhält man mit dem coulombischen Galvanometer, das den immer nur wenige Sekunden dauernden Stromstoß mißt, für die freigewordene Elektrizitätsmenge das volle Quantenäquivalent, also so viele elektrische Elementarladungen wie Luftquanten absorbiert werden. Auch liegen die Verhältnisse beim ZnS, nur daß die Wanderung der positiven Ionen auch schon spontan ohne gleichzeitige Rotbestrahlung zum mindesten teilweise vor sich geht. Bei kurzen Erregungsdauern erfolgt nach Aufhebung des äußeren Feldes und wieder einsetzender Belichtung ein Stromstoß von gleicher Größe im entgegengesetzten Sinne, weil die ganze vorher bewegte Elektrizitätsmenge als Doppelstrom, an den Begrenzungen des Kristalls haftend, ein inneres Feld hervorruft, welches nun wieder kompensiert. Sind dagegen — bei längeren Belichtungszeiten — die Ladungen des Primärstroms bewegten Elektrizitätsmengen größer ($> 180 \cdot 10^{-10}$ Coul.cm² im untersuchten Fall), so erreicht der nach Abschalten des äußeren Feldes auftretende Gegenstrom nicht mehr den gleichen Wert, weil bei so großer Flächendichte der Elektronen Umstände sein sollen, aus der Metallfläche in das angrenzende Vakuum auszutreten. Schließlich werden noch einige charakteristische Merkmale besprochen, mit welchen sich die Vorgänge in unreinen Kristallen oder solchen mit kolloidalen Einschlüssen (zweite Gruppe) von den einfachen Phänomenen des reinen Primärstroms unterscheiden.

PETER PRINGSHEIM.

Cudden und R. Pohl. Neuere Beobachtungen über den Zusammenhang lichtelektrischer und optischer Erscheinungen. Naturwissensch. **11**, 348—354, 1923, Spezialische Berichte. 1923.

Nr. 19. Zusammenfassender Vortrag über die hier im einzelnen bereits referierten Arbeiten der beiden Autoren aus dem Gebiet der lichtelektrischen Leitfähigkeit insbesondere das vorangehende Referat.

PETER PRINGS

J. Herweg. Über die Temperaturabhängigkeit der am ZnSCu -Phosphor bei Belichtung auftretenden Änderung der Dielektrizitätskonstante. ZS. f. Phys. 16, 23—28, 1923, Nr. 1. Ziel der Arbeit war, festzustellen, ob anregter Cu-Phosphor, der sich bei tiefer Temperatur (-170°) im „unteren Monoklinzustand“ befindet, die von Gudden und Pohl entdeckte Veränderung der Dielektrizitätskonstante eines solchen Phosphors bei Bestrahlung mit erregendem Licht auszuweisen beobachtet ist. Die Messungen wurden ausgeführt mit Hilfe zweier Elektronenschwingungskreise, deren einer einen Kondensator mit dem Phosphor als Dielektrikum enthielt. Das gestellte Problem konnte nicht mit Sicherheit gelöst werden, weil die tiefen Temperaturen der Effekt jedenfalls sehr klein wird. Im übrigen werden schon bekannten Resultate bestätigt, daß der Effekt eine starke Temperaturabhängigkeit besitzt, bei Erwärmung von -170° aufwärts zunächst schnell, dann langsam zunimmt, bei etwa $+400^{\circ}$ abs., der Temperaturgrenze des „oberen Monoklinzustandes“, ein Maximum erreicht, um bei weiterer Temperaturerhöhung schnell zu verschwinden. Ferner besitzt der Effekt eine gewisse Trägheit, die mit wachsender Temperatur abnimmt, so daß z. B. unter im übrigen konstanten Versuchsbedingungen der Endzustand (Höchstwert der Dielektrizitätskonstante) bei 211° abs. erst 10 sec nach Beginn der Belichtung, bei 468° abs. schon nach 20 sec erreicht wurde; das gleiche gilt für das Abklingen des Effektes nach Aussetzen der Belichtung. PETER PRINGS

J. Herweg. Über den Einfluß eines elektrischen Feldes auf die durch Belichtung vergrößerte Dielektrizitätskonstante des ZnSCu -Phosphors. ZS. f. Phys. 16, 29—33, 1923, Nr. 1. Der Phosphor befindet sich in einem Kondensator, dessen beide Plattensysteme kammartig ineinandergreifen; zwischen diese ist eine dritte kammförmige Elektrode eingeführt, die auf beliebige Spannung aufgeladen wird. Die Änderung der Kapazität des in einem Schwingungskreise liegenden Kondensators kann mit Hilfe eines verstellbaren Meßkondensators kompensiert werden. Hat die Dielektrizitätskonstante des Phosphors durch Belichtung ihren Höchstwert angenommen, so nimmt sie unter Einwirkung eines elektrischen Feldes weiter ab. Verwendung von Gleichspannung verschwindet diese Wirkung mit der Zeit wegen sich ausbildender Polarisierung; dies wird vermieden durch Verwendung eines Wechselfeldes von 50 Perioden. Die Verkleinerung der Dielektrizitätskonstante ist proportional der angelegten Feldstärke, doch ist eine endliche Mindestfeldstärke — etwa 1800 Volt/cm — für das Zustandekommen des Effektes erforderlich. Die Erscheinung verläuft ganz analog, wenn die Beobachtungen zwei Minuten nach Abschalten der Belichtung vorgenommen werden — nur fällt dann die Polarisierung bei Verwendung von Gleichspannung weg. Als Lichtquelle diente die spektral unzerlegte Strahlung einer Quarz-Hg-Bogenlampe.

PETER PRINGS

W. W. Coblentz and J. F. Eckford. Spectrophotoelectrical sensitivities of some halide salts of thallium, lead and silver. Scient. Pap. Bur. of Standards, 18, 489—498, 1922, Nr. 456. Zweck der Arbeit ist, die schon begonnene Untersuchung über den Einfluß der chemischen Konstitution auf das lichtelektrische Leitvermögen weiter fortzuführen. Die Versuche wurden in der von Coblentz auch sonst verwandten Anordnung, bestehend aus Batterie, hochempfindlichem Galvanometer, Vorschaltwiderstand, in der Regel bei Zimmertemperatur angestellt. Die Thalliumhalogensalze (TlCl , TlBr , TlI), in dünnen Schichten auf Quarzplatten aufgetragen, zeigten alle analoges Verhalten: geringe Trägheit, so daß innerhalb der zwei Sekun-

genden Schwingungsdauer des Galvanometers schon die maximale Stromstärke erreicht wurde, sehr prononzierte scharfe Maxima der Erregbarkeit für eine bestimmte Wellenlänge mit flachem Abfall nach dem kurzwelligen Gebiet, sehr steilem Abfall nach dem Rot, keine merkliche Empfindlichkeit im Ultrarot. Die Effekte werden bezogen auf gleiche einfallende Energie des spektralzerlegten Lichts. Die Maxima der Erregbarkeit liegen für das Chlorid bei $365\text{ m}\mu$, für das Bromid bei $413\text{ m}\mu$, das Jodid bei $455\text{ m}\mu$, so daß also die Wellenlängen der selektiven Erregbarkeit annähernd linear mit dem Atomgewicht des Halogens zunehmen; die Temperaturabhängigkeit ist im Vergleich mit früher untersuchten Stoffen, wenn überhaupt vorhanden, nur klein. Weniger übersichtlich liegen die Verhältnisse bei den Silber-salzen, teils weil das wirksame Licht auch immer photochemische Umwandlungen verursacht, teils weil die Kurven — vor allem für das Jodid — weniger scharf definiert sind. Doch bleibt die Reihenfolge Cl, Br, J auch hier erhalten, die zugehörigen λ betragen $380\text{ m}\mu$, $460\text{ m}\mu$ und 460 bis $480\text{ m}\mu$. Silbernitrat und Kaliumnitrat zeigen kein lichtelektrisches Leitvermögen. Von den Bleihalogen-salzen erwiesen sich das Bromid und Jodid als unempfindlich, am Chlorid wurde eine verwaschene Erregungsbande zwischen $400\text{ m}\mu$ und ein scharf begrenztes Empfindlichkeitsmaximum bei $520\text{ m}\mu$ beobachtet. Allgemein ist der Abfall der Empfindlichkeitskurve steil auf der Seite ihrer langwelligen Begrenzung, relativ flach nach der kurzen Wellenlänge zu, wo sich dann ein Gebiet selektiver Absorption anschließt; die Kurve der innerhalb dieser Absorptionsbande auftretenden anomalen Dispersion hat immer den umgekehrten Verlauf: flachen Anstieg an der Grenze des Sichtbaren, steilen Abfall nach dem Ultrarot zu. Diese und ähnliche Zusammenhänge mit dem optischen Verhalten sollten von der Theorie der lichtelektrischen Leitfähigkeit ermöglichen. PETER PRINGSHEIM.

W. E. Ives. The variation of contact potential difference with temperature in potassium, measured photo-electrically. Phys. Rev. (2) 21, 1923, Nr. 4. Die Möglichkeit, Änderungen des Kontaktpotentials eines Metalles lichtelektrisch zu verfolgen, entweder durch Messung der langwelligen Erregungsbande oder des totalen Sättigungsstromes, versagt, wenn es sich um sehr kleine Ionen handelt. Eine andere Methode ist hier mit Erfolg verwendbar, wenn die Gegenelektrode lichtelektrisch empfindlich und von der Veränderung der Elektrode nicht mitbetroffen wird. Ändert sich nämlich — etwa durch Abkühlung — das Kontaktpotential einer k -Fläche, so bleibt bei immer gleicher monochromatischer Erregung das der maximalen Anfangsgeschwindigkeit entsprechende Potential konstant, weil die Zunahme der Abtrennungsarbeit genau durch die Abnahme der Kontaktpotentialdifferenz kompensiert wird. Für die Gegenelektrode trifft dies nicht zu, da für sie, wenn sie belichtet wird, die Abtrennungsarbeit konstant bleibt; also muß hier die Stromspannungskurve sich verschieben; eine solche Verschiebung wird tatsächlich beobachtet, wenn in einer Zelle mit zwei Elektroden die eine mit flüssiger Luft gekühlt wird. PETER PRINGSHEIM.

J. Kelly. The valency of photoelectrons and the photoelectric properties of some insulators. Phys. Rev. (2) 16, 260—273, 1920, Nr. 4. In einem Millikankondensator wird an durch Zerstäubung gewonnenen Tröpfchen von Zinn, Schellack, Öl und Paraffin durch Geschwindigkeitsmessungen im Schwerfeld bei Anlegung elektrischer Spannungen die elektrische Ladung bestimmt und dann durch Bestrahlung mit ultravioletem Licht verändert. Um die anderen-
seits ganz auszuschließende Elektronenemission von seiten der Kondensator-
wand zu vermeiden, mußten diese mit einer dünnen Schicht Paraffin bedeckt werden.
Bei Untersuchung der Schwefeltröpfchen, die sonst sehr stark verdampften, erwies

es sich als nützlich, die ganzen Gefäßwände mit einer Schicht von Schwefelblau überziehen. Wurde die Intensität des erregenden Lichtes hinreichend klein gemacht, so ergab sich, daß bei einer außerordentlich großen Zahl von Einzelbeobachtungen an allen untersuchten Materialien der Elementareffekt immer nur in der Art eines einzigen Elektrons besteht; insbesondere erhielt man am Schellack, das am ausführlichsten untersucht wurde, unter mehr als 800 Beobachtungen keinen anderen Fall, in dem mehr als ein Elektron auf einmal abgegeben worden wäre. Die Einschaltung geeigneter Filter (geschmolzenes Quarz, Wasser) in den Strahlengang des erregenden Lichtes, das von einer Quarz-Hg-Lampe ohne Spektralzerlegung stammte, wurde ungefähr die Lage der langwelligen Erregbarkeitsgrenze festgestellt und zwar für Schwefel zwischen 2400 und 2200 Å, für Schellack etwas unter 2200 Å, für Öl und Paraffin unterhalb 2150 Å.

PETER PRING

Frederick A. May. The effect of temperature on the dark current produced in a platinum-rhodamine B-platinum photoactive cell. Phys. Rev. **47**, 478—479, 1923, Nr. 4. [S. 1294.]

PRING

E. Madelung und R. Götz. Eine Methode zur Beobachtung schwacher Absorptionslinien. Phys. ZS. **24**, 257—259, 1923, Nr. 12. Schaltet man in den Strahlengang des Interferometers eine selektive absorbierende Substanz ein, so erscheint in denjenigen Teilen des Spektrums, in denen das Licht des einen der beiden interferierenden Strahlenbündel mehr oder weniger geschwächt worden ist, die Intensität der Interferenzen vermindert; oder wenn Absorptionslinien vorhanden sind, erscheinen diese in dem hellen Interferenzstreifen dunkel, in den dunkeln Interferenzstreifen hell. Im Spezialfall der vollständigen Verdunkelung des Spektrums muß das Absorptionsspektrum umgekehrt erscheinen, d. h. als helle Linien auf dunklem Grund. Diese Umkehrung scheint praktisch anwendbar zu sein. Bei der Durchführung ist es wünschenswert, daß die Interferenzstreifen so dunkel wie irgend möglich seien. Um dies zu erreichen, muß die Intensität der beiden interferierenden Strahlenbündel vollkommen gleich sein. Diese Forderung ist bei den meisten Interferometern nur unvollkommen erfüllt. Die Verf. haben deshalb eine etwas geänderte Konstruktion des Michelson Interferometers angewandt. Zu berücksichtigen ist, daß wenn man absorbierende Gase untersuchen will, die wohl in erster Linie in Frage kommen, nicht bloß die Absorption, sondern auch die Dispersion der in den beiden Strahlengängen befindlichen Gase verschieden ist. Eine vollständige Verdunkelung des ganzen Spektrums ist deswegen nicht erreichbar. Außerdem muß in der Nähe der Absorptionslinien, wo gleichzeitig Dispersionsanomalien auftreten, auch durch diese Aufhellung der Verdunkelung erzeugt werden. Wenn diese auch zunächst einen Fehler in der Eichstimmung, z. B. der Breite der Absorptionslinien, bringen würden, so müssen andererseits den eigentlichen Zweck, d. h. das leichtere Erkennen solcher Linien, unterstützen. Schließlich dürfen auch bei nicht idealer Ausführung gewisse Verbesserungen erwartet werden, was an vier typischen Fällen gezeigt wird. Die Versuche bestätigen nur den Zweck, die Richtigkeit der Überlegungen zu prüfen und sind als Vorarbeiten zu einer vielleicht erst später durchführbaren Verwertung der Methode zu betrachten. Erprobt wurde die Methode an Stickoxyd. Es ergab sich, daß die theoretischen Erwartungen mit den Beobachtungen übereinstimmen. Die Umkehrung trat wie erwartet ein und die Einzelheiten waren vielfach besser im umgekehrten als im normalen Spektrum zu erkennen.

GA

Chr. Winther. Eine einfache Methode zur Absorptionsmessung im Ultraviolett. II. ZS. f. wiss. Photogr. **22**, 125—130, 1923, Nr. 6/7. Die Arbeit be-

auf die Absorption von Lösungen, die in einem Trog mit veränderlicher Dicke versucht werden. Um alle Wellenlängen um den gleichen Betrag zu schwächen, statt des früher benutzten Nitrosodimethylanilins (diese Ber. S. 155) nach dem Vorschlag von Ham, Fehr und Bitzner ein Drahtnetz dicht hinter der Kondensorlinse benutzt. Das Netz besteht aus Messingdraht von 0,15 mm Stärke, es hat 100 Maschen pro cm^2 und ist schwarz gebrannt. Sein Schwächungsfaktor wird experimentell bestimmt. Eine Anzahl geschwächter Spektren werden mit gleicher Belichtungszeit untereinander in Abständen auf die Platte gedruckt, hierauf mit derselben Expositionszeit zwischen je zwei derselben je zwei Absorptionsspektren bei teilweise zunehmender Schichtdicke. Man ermittelt dann, wo (λ) die Schwärzung des Absorptions- der eines geschwächten Spektrums gleich ist. Als Beispiel wird die Extinktionskurve von alkoholischer Salicylsäurelösung aufgenommen. V. ANGERER.

Schaum. Photometrische und spektralphotometrische Studien. I. Wiss. Photogr. 22, 148—150, 1923, Nr. 6/7. Nach einer kurzen einleitenden Berechnung der zur Durchführung photographischer Spektralphotometrie in Betracht kommenden Grundlagen werden Beobachtungsergebnisse von S. Selig mitgeteilt, die auf Lichtschwächung durch planparallele Platten mit glatten oder matten Oberflächen beziehen, sowie durch planparallele Schichten aus trüben Medien. Genutzt wird mit dem Martensschen Schwärzungsmesser, und zwar für ganz diffuses, gleichmäßig diffuses und annähernd paralleles Licht. Die Ergebnisse werden unter genauer Angabe der dabei eingehaltenen Versuchsbedingungen ausführlich in Tabellen mitgeteilt. Zur Messung der Extinktion absorbierender Schichten wird mittels der so genannten Plattensysteme das eine der Zwillingsspektren eines Spektralphotometers bekanntem Verhältnis so weit geschwächt, bis die erzeugte Schwärzung die gleiche wie an der entsprechenden Stelle des anderen Zwillingsspektrums, das die ablenkende Schicht durchsetzt hat. Schwärzungsgleichheit wird mit einem primitiven Photometer festgestellt. Die Brauchbarkeit des Verfahrens wird durch Messung der Extinktion von CuSO_4 , K_2CrO_4 , KMnO_4 , $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, sowie von Azobenzol dargestellt. P. P. KOCH.

7. Wärme.

Fischer. Eine Darstellung des Nernstschen Wärmethorems. Zweiter Teil. Verallgemeinerung des Theorems. 44 S. Frankfurt a. M. Süd, Selbstverlag des Verf., 1923. Das Heft bildet eine Fortsetzung der unter demselben Titel erschienenen Darstellung (diese Ber. S. 695) desselben Verf. Eine Reihe von Erweiterungen werden an die für tiefe Temperaturen und hohe Drucke gültige Zustandsgleichung $v = b_0 \cdot e^{\frac{a}{T^4} - Kp}$ geknüpft. HENNING.

Grimm und K. F. Herzfeld. Über Gitterenergie und Gitterabstand in Mischkristallen. ZS. f. Phys. 16, 77—83, 1923, Nr. 2. [S. 1286.]

Herzfeld. Zur Thermodynamik der Mischkristallbildung. ZS. f. Phys. 16, 84—99, 1923, Nr. 2. [S. 1287.] HERZFELD.

Darwin and R. H. Fowler. On the Partition of Energy. — Part II. Statistical Principles and Thermodynamics. Phil. Mag. (6) 44, 823—842, 1922, Nr. 3. Die Autoren wenden gegen die Boltzmannsche Ableitung des Satzes $k \log W$ ein, daß der hierbei postulierte Vorgang physikalisch unbestimmt ist.

Denn die Addition von Entropien kann im allgemeinen nur bei einem thermischen Kontakt verwirklicht werden und gilt dann im allgemeinen nur, wenn die Temperaturen gleich sind. Beides setzt voraus, daß die zwei bei der Gleichung auftretenden Systeme nicht unabhängig sind. Die Addition der Entropien sei also gerade dann zu, wenn die Multiplikation der Wahrscheinlichkeiten unzulässig sei. Da aber Boltzmannsche Ableitung gerade die gleichzeitige Gültigkeit beider Sätze voraussetzt, sei sie zu unzulässig. — Um den Zusammenhang zwischen Entropie und thermodynamischer Wahrscheinlichkeit wiederherzustellen, schlagen sie folgenden Vorschlag vor: Man behandelt eine Gruppe von N Systemen A , enthalten in einem Temperaturbad von sehr viel mehr M Systemen B . Hat man eine spezielle Anordnung der Zellen, so wird ihre Entropie definiert als das K -fache des Logarithmus der gewöhnlichen Wahrscheinlichkeit des betreffenden Zustandes. Bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeit spielt die Verteilung unter den B keine Rolle, und $M \gg N$, ist es zulässig, den Nenner bei der Wahrscheinlichkeit wegzulassen. In diesem Sinn sei die Boltzmannsche Hypothese berechtigt. Bei Annahme eines Temperaturbades ist diese Methode gleichbedeutend mit den kanonischen Gesetzen von Gibbs. Für die Zahl der Komplexionen gilt wieder der Multiplikationssatz der Wahrscheinlichkeit. So bekommt man wieder den Satz $S = k N \log \Sigma$, womit die Entropie auf die Zustandssumme Σ zurückgeführt ist. Beachtet man es nur einen integrierenden Faktor für Q gibt, so läßt sich zeigen, daß „statistische“ Entropie gleich ist der thermodynamischen. Gu

J. A. M. van Liempt. Zur Frage der Rekristallisationswärme. ZS. f. anorg. Chem. 129, 263—264, 1923, Heft 2/3. Verf. sucht die Frage experimentell zu entscheiden, ob eine Energiedifferenz zwischen dem unbearbeiteten und dem kalt bearbeiteten Zink ein und desselben Metallstückes besteht (vgl. Alterthum, ZS. f. Elektrochem. 29, 1922). Er bestimmt zu diesem Zweck die Verbrennungswärme von „unbearbeitetem“ reduzierten Wolframpulver und von einem „bearbeiteten“ Wolframfaden, welcher einem Stab bis zu einem Deformationsgrad von 99 Proz. herunter gehämmert und gezogen worden war. Im Mittel ergab sich die Verbrennungswärme für das „bearbeitete“ Wolfram zu 195000 cal pro g At., für das „unbearbeitete“ Wolfram zu 193000 cal pro g At. Der Unterschied zwischen beiden Werten liegt innerhalb der Fehlergrenze. Dieses Resultat stimmt mit jenem von Koref und Wolf (ZS. f. Elektrochem. 28, 1922) überein. K. Be

G. Bruhat. A propos de l'article de M. Ariès sur les propriétés des fluides à l'état de saturation au voisinage du point critique. Journ. de physique et de Radium (6) 4, 46—48, 1923, Nr. 1. Es wird darauf hingewiesen, daß in dem bezeichneten Artikel (diese Ber. S. 439), den der Verf. selbst noch zurückzuziehen suchte, einige Fehler untergelaufen sind. Sie beziehen sich auf die Berechnung der Größen $\frac{d^2 p}{dT^2}$ sowie m und m' (spezifische Wärmen im Sättigungszustand). Bei der Bildung der Grenzwerte für den kritischen Punkt wurden gewisse unerlaubte Kürzungen vorgenommen. Hen

W. Herz. Über Binnendrucke und molekulare Wirkungssphären. ZS. f. Elektrochem. 29, 338—339, 1923, Nr. 7 (13/14). Bekanntlich läßt sich nach Stead (Wied. Ann. 29, 655, 1886) aus der Verdampfungswärme von Flüssigkeiten der Binnendruck und aus der Verdampfungswärme und Oberflächenspannung der Moleküldurchmesser berechnen. Aus der Kombination der beiden Beziehungen ergibt

der Radius der molekularen Wirkungssphäre nach van der Waals den doppelten des Molekeldurchmessers besitzt. In homologen Reihen organischer Verbindungen wachsen die Radien der molekularen Wirkungssphären meist mit steigendem Molekulargewicht; isomere Körper haben ungleiche Wirkungssphären. Vergleicht man nach Stefan berechneten Binnendrucke mit den entsprechenden Werten, die man dem Gliede α der van der Waalsschen Gleichung ermitteln kann (beidemale auf normalen Siedepunkt bezogen), so zeigen die Zahlen ihre allgemeine Verwandtschaft; doch treten im einzelnen manchmal nicht unbeträchtliche Unterschiede auf.

W. HERZ.

Herz. Beziehungen der spezifischen Wärmen von Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. **125**, 295—300, 1922, Nr. 3/4. Aus den Interpolationsformeln, welche Dufour (Lieb. Ann. **234**, 300, 1886; ZS. f. phys. Chem. **1**, 376, 1887) für die spezifischen Wärmen von Flüssigkeiten aufgestellt hat, wurden für eine ganze Reihe von Flüssigkeiten die spezifischen Wärmen bei zwei Drittel und bei einhalb der absoluten kritischen Temperatur abgeleitet. Die angenäherte Konstanz der Quotienten aus diesen beiden reduzierten Temperaturen bezogenen spezifischen Wärmen bestätigt das Theorem der übereinstimmenden Zustände. — Dann wurden für homologe Reihen organischer Verbindungen die spezifischen Wärmen und die Molwärmen bei ein Drittel der absolut gezählten kritischen Temperatur angegeben. Innerhalb jeder homologen Reihe steigen die beiden Wärmewerte mit wachsendem Molekulargewicht, was entspricht dem Eintritt von CH_2 in die Molekel eine Vermehrung um etwa 1/3 der Molwärme, doch sind auch nicht unerhebliche Abweichungen von diesem Wert vorhanden. Eine Ausnahme bilden dabei Anilin-Dimethylanilin, wo die spezifischen Wärmen mit steigendem Molekulargewicht sogar fallen. Schließlich wurden die spezifischen und die Molwärmen zahlreicher organischer Verbindungen beim normalen Siedepunkte zusammengestellt und einige allgemeine Beziehungen zur molekularen Konstitution angeführt.

W. HERZ.

Lorenz und W. Herz. Raumerfüllung und Brechungsquotient. ZS. f. phys. Chem. **127**, 205—208, 1923, Nr. 3. Um einen Vergleich des nach der Clausius-Mossottischen Formel, deren theoretische Grundlagen durch die neuere Entwicklung der Physik ziemlich zweifelhaft geworden sind, abgeleiteten wahren Volums eines Mols mit den allgemeinen Ergebnissen der Raumerfüllungslehre durchzuführen, wurden aus den Brechungsquotienten die Raumerfüllungszahlen für eine Reihe von Stoffen berechnet. Lorenz (Raumerfüllung und Ionenbeweglichkeit, Leipzig 1922) besitzt die Raumerfüllungszahl bei verschiedenen vergleichbaren Temperaturen bestimmte Werte, beim absoluten Nullpunkte (im Sinne der übereinstimmenden Zustände) 0,4668, beim normalen Siedepunkte 0,331. Aus den von Herz (ZS. f. anorg. Chem. **123**, 132, 1922; ZS. f. phys. Chem. **98**, 175, 1921) für den absoluten Nullpunkt und den Siedepunkt bestimmten Brechungsquotienten ergeben sich Raumerfüllungszahlen, die nicht allzu weit von den Abweichungen herausfallen, die man auch sonst bei derartigen Berechnungen erhält. Für die Volumverhältnisse der Stoffe kann also die Clausius-Mossottische Formel nicht allzu weit von der Wahrheit entfernt sein. Auch eine Bestimmung der wahren Molvolume nach der Clausius-Mossottischen Formel mit den entsprechenden Werten, die Reinganum (Ann. Phys. (4) **10**, 334, 1903; vgl. Oppenacker, ZS. f. phys. Chem. **72**, 695, 1910) für einige Gase aus der inneren Energie ermittelt hat, liefert eine gute Übereinstimmung.

W. HERZ.

Lorenz und W. Herz. Dielektrizitätskonstante und Raumerfüllung. ZS. f. anorg. Chem. **127**, 369—371, 1923, Nr. 4. Nachdem die Verff. gezeigt hatten, dass man nach der Clausius-Mossottischen Formel aus den Brechungsquotienten die

Raumerfüllungszahlen richtig berechnen kann, wurde das gleiche Verfahren mit Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten durchgeführt. Während die derart den Siedepunkt ermittelten Raumerfüllungszahlen mit dem Normalwert in einer Reihe von Fällen annähernd übereinstimmen, fallen sie in anderen Beispielen erheblich hoch aus. Diese Abweichungen lassen sich durch die Erfahrung erklären, daß Stoffe mit den zu großen Werten Dipolcharakter besitzen. Mithin muß eine andere Dispersion stattfinden, die es ausschließt, daß die Formel noch Gültigkeit hat (D. Phys. ZS. **21**, 178, 1920). In diesen Fällen kann auch das Quadrat des Brechungsquotienten nicht mehr gleich der Dielektrizitätskonstante sein. W. H.

W. Herz. Zur Kenntnis der Oberflächenspannung. ZS. f. anorg. Chem. **265**—**266**, 1923, Nr. 2/3. Aus der Gleichung über die molekulare Oberflächenspannung nach Eötvös-Ramsay-Shields kann man für nicht assoziierte Flüssigkeiten in der Konstanz des Proportionalitätsfaktors die Oberflächenspannung beim absoluten Nullpunkte berechnen, wenn man die Nullpunktsdichte kennt. Da der Verf. für diese Nullpunktsdichten im Sinne der übereinstimmenden Zustände bereits ermittelt hatte (ZS. f. anorg. Chem. **119**, 221, 1921; ZS. f. Elektrochem. **25**, 215, 1919) werden hier die Nullpunktoberflächenspannungen für eine größere Anzahl von Flüssigkeiten angegeben. Vergleicht man diese Zahlen mit den experimentell bestimmten Oberflächenspannungen beim normalen Siedepunkte, so findet man ein sehr angenehmes konstantes Verhältnis. Diese Auswertungen ergänzen die Angaben von R. Lorenz zum Verf. (ZS. f. anorg. Chem. **120**, 320, 1922) über die übereinstimmenden Zustände der Oberflächenspannung. W. H.

A. Ferguson. A new method of glass-melting. Soc. Glass Techn., May 16, 1923. Nature **111**, 830—831, 1923, Nr. 2798. In den Scheitel einer kegelförmigen zylindrischen Flamme von 1800° wird das Gemenge, welches durch ein 60-Maschen Sieb getrieben worden ist, mit etwa 800 g in der Sekunde eingebracht. Die Kohlenstaub wird durch Vorerhitzung auf etwa 850° ausgetrieben. H. R. Sch.

W. E. Forsythe. An intercomparison of the high temperature scales in use in this country with those in use in England. Journ. Franklin Inst. **857**—**858**, 1923, Nr. 6. Die Glühtemperatur der Wolframfäden einiger Glühlampen, die im Nela Research Laboratory hergestellt wurden, sind bei verschiedenen Stärken außer am Orte der Herstellung noch im Bureau of Standards (in Washington) und im National Physical Laboratory (in London) gemessen worden. Unter Annahme der Strahlungskonstante $c_2 = 14350$, sowie der Schmelzpunkte von Au zu 1336° und Pd zu 1828° abs. ergaben sich zwischen 1400 und 2800° abs. die Temperaturmessungen in den drei Laboratorien in sehr guter Übereinstimmung. H. R. Sch.

Carl Bischof. Die feuerfesten Tone und Rohstoffe, sowie deren Verwendung in der Industrie feuerfester Erzeugnisse. 4. Aufl. Neu verfaßt und bearbeitet von K. Jakob und E. Weber. Mit 114 in den Text gedruckten Bildern und einem Farbenplan. VI u. 266 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923. Inhalt: 1. Überblick über die Herstellung feuerfester Erzeugnisse und ihr Verwendungsgebiet; 2. Ton und Kaolin; 3. Behandlung des Tons und der magischen Versetzmittel; 4. Allgemeines über die Herstellung feuerfester Erzeugnisse; 5. verschiedene feuerfeste Erzeugnisse und ihre Herstellung; 6. Anforderungen an feuerfeste Erzeugnisse. Sch.